



# Thermo-hydraulique d'un écoulement horizontal d'hélium superfluide diphasique.

Sylvain Perraud

## ► To cite this version:

Sylvain Perraud. Thermo-hydraulique d'un écoulement horizontal d'hélium superfluide diphasique.. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT : . tel-00291090

**HAL Id: tel-00291090**

**<https://theses.hal.science/tel-00291090>**

Submitted on 26 Jun 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THESE

pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université Joseph Fourier  
Grenoble I**

*Discipline:* Physique

présentée et soutenue publiquement  
par:

**Sylvain PERRAUD**

le 20 Décembre 2007

---

## **Thermo-hydraulique d'un écoulement horizontal d'hélium superfluide diphasique.**

---

**Composition du jury:**

**A. CARTELLIER**  
**B. CASTAING (Rapporteur)**  
**P. LEBRUN (Rapporteur)**  
**B. ROUSSET (Directeur)**  
**P. THIBAUT (Co-directeur)**  
**R. VAN WEELDEREN**

**Thèse préparée au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures / Institut Néel  
CNRS - GRENOBLE  
et au Service des Basses Températures  
CEA - GRENOBLE**



---

## REMERCIEMENTS

---

Avant toute chose, je tiens à préciser que ce travail de thèse, produit d'une collaboration entre le CEA et le CNRS, est le fruit d'efforts collectifs s'inscrivant bien au-delà du strict cadre du run III de 2004. Je tiens tout d'abord à remercier B. Jager et H. Godfrin pour m'avoir accueilli respectivement au sein du SBT et du CRTBT.

Je remercie le CERN, commanditaire de l'étude, et plus particulièrement R. Van Welderen et P. Lebrun, dont la contribution active à la correction des publications réalisées s'est avérée très appréciable.

Je remercie mon directeur de thèse, B. Rousset, initiateur des expériences Cryoloop, pour avoir partagé avec moi son expérience et son expertise en thermohydraulique et en cryogénie, fruit d'une quinzaine d'années de connaissances à la pointe de ces domaines. Je remercie mon co-directeur de thèse P. Thibault, pour sa disponibilité durant ces trois années, et pour avoir mis à ma disposition les outils et les conseils nécessaires pour mener à bien cette étude. Il est à l'origine de l'élaboration et de la fabrication de beaucoup des nouveaux capteurs mis en œuvre dans cette expérience, et lui revient la paternité de nombreuses explications originales des phénomènes rencontrés. Je remercie également P.-E. Wolf, qui s'est investi sans compter dans cette étude, pour s'être rendu si disponible malgré les multiples sollicitations dont il fait l'objet, pour sa patience, et pour ses talents de pédagogue. Merci à L. Puech pour les améliorations qu'il a apportées aux différentes versions du programme d'acquisition et de traitement des données. Merci à ceux qui avant moi ont travaillé sur les expériences Cryoloop et ont contribué à en faire une ligne d'essais toujours plus fiable et performante malgré les innombrables sources potentielles de problèmes qu'implique la mise en œuvre d'un 'mécano' aussi complexe, dans des conditions si extrêmes. Je témoigne également mon plus grand respect et mon admiration pour les compétences multiples, la gentillesse et la disponibilité de M. Bon-Mardion, technicien hors pair mais également hot-line d'une efficacité redoutable, en dehors des heures de travail, lors d'un arrêt intempestif du groupe de pompage, par exemple. Je garderai longtemps un souvenir particulier du montage du cryostat, illustration parfaite d'un travail d'équipe dans la bonne humeur malgré les déboires incessants, qui nous ont rappelé à maintes reprises que "faire et défaire, c'est travailler". Merci également à P. Roussel pour sa bonne humeur, et pour ses apports scientifiques et techniques, en particulier sur la station de réfrigération dont il est responsable et dont le fonctionnement paraît si simple lorsqu'il est bien expliqué. ainsi que pour sa dextérité dans le pilotage de celle-ci, qui a permis une efficacité déterminante dans la conduite des expériences de 2004. Remerciements également à P. Bonnay qui a rendu l'interface conviviale et ergonomique et qui nous a facilité la vie à tous. Merci enfin à T. Howlett pour son soutien sans faille et sa patience au cours de la rédaction de cette thèse.





---



---

# TABLE DES MATIÈRES

---



---

REMERCIEMENTS	<b>i</b>
INDEX DES SYMBOLES	<b>x</b>
<b>1 INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
<b>2 L'EXPÉRIENCE CRYOLOOP : ENJEUX, ACQUIS ET OBJECTIFS</b>	<b>5</b>
2.1 L'enjeu des expériences Cryoloop . . . . .	5
2.2 Les évolutions de l'expérience Cryoloop au CEA . . . . .	6
2.2.1 Mesure des pertes de pression . . . . .	7
2.2.2 Mesure de l'échange thermique . . . . .	8
2.3 Résultats du run II . . . . .	10
2.4 Objectifs du run III . . . . .	12
<b>3 L'ATOMISATION EN ÉCOULEMENT STRATIFIÉ CO-COURANT</b>	<b>15</b>
3.1 Mécanismes d'atomisation en géométrie d'injecteur . . . . .	16
3.1.1 Image générale . . . . .	16
3.1.2 Instabilité de cisaillement . . . . .	16
3.1.3 Instabilité transverse . . . . .	18
3.1.4 Formation des gouttes . . . . .	19
3.1.5 Ordres de grandeur . . . . .	19
3.1.6 Atomisation secondaire . . . . .	20
3.2 Atomisation en conduite . . . . .	21
3.2.1 Seuil d'atomisation . . . . .	23
3.2.2 Fraction entraînée . . . . .	23
3.2.3 Stratification du brouillard . . . . .	24
3.2.4 Distribution du brouillard à altitude fixe . . . . .	27
3.2.5 Taille des gouttes . . . . .	28
3.2.6 Epaisseur de film . . . . .	29
3.2.7 Application à l'hélium . . . . .	30
<b>4 CRYOGÉNIE</b>	<b>31</b>
4.1 Un réfrigérateur de forte puissance pour l'hélium superfluide . . . . .	31
4.1.1 Présentation de l'installation . . . . .	32
4.1.2 Performances . . . . .	35
4.2 La ligne d'essais <i>Cryoloop</i> . . . . .	36
4.2.1 Caractéristiques . . . . .	36
4.2.2 Principe de fonctionnement enthalpique . . . . .	38
4.2.3 Pertes thermiques . . . . .	41
<b>5 INSTRUMENTATION</b>	<b>43</b>
5.1 Vue d'ensemble des diagnostics . . . . .	43
5.1.1 Détecteurs thermiques . . . . .	45
5.1.2 Détecteurs optiques . . . . .	45
5.1.3 Capteurs capacitifs . . . . .	46

5.2	Mesure des principales caractéristiques de l'écoulement . . . . .	47
5.2.1	Température de travail . . . . .	48
5.2.2	Débit total . . . . .	48
5.2.3	Vitesse vapeur . . . . .	48
5.2.4	Mouillage en paroi . . . . .	50
5.2.5	Mesure des pertes de pression . . . . .	50
5.3	Diagnostics thermiques . . . . .	51
5.3.1	Boîte à Résistance de Kapitza (BARK ) . . . . .	51
5.3.2	Drapeaux thermiques . . . . .	55
5.3.3	Test du gradient thermique vertical en phase vapeur . . . . .	64
5.4	Diagnostics optiques . . . . .	67
5.4.1	Présentation générale . . . . .	67
5.4.2	Visualisation des écoulements . . . . .	69
5.4.3	Caractérisation du brouillard par diffusion . . . . .	72
5.4.4	Vélocimétrie et granulométrie laser :le PDPA . . . . .	94
5.4.5	Autres tentatives de caractérisation . . . . .	96
5.5	Diagnostics capacitifs . . . . .	97
5.5.1	Principe général . . . . .	98
5.5.2	Réalisation et objectifs des capteurs . . . . .	99
5.5.3	Mise en place des capteurs . . . . .	102
5.5.4	Méthode de mesure et étalonnages . . . . .	102
5.5.5	Vérification de l'étalonnage <i>in situ</i> et rotation de la conduite . . . . .	106
5.6	Détermination du niveau liquide . . . . .	110
5.6.1	Comparaison du mouillage obtenu par les différentes méthodes de mesure en situation non-atomisée . . . . .	110
5.6.2	Détermination du niveau liquide en situation atomisée . . . . .	113
<b>6</b>	<b>RÉSULTATS</b>	<b>117</b>
6.1	Description des expériences réalisées lors du "Run III" . . . . .	117
6.2	Montée graduelle de puissance sans contrôle du niveau liquide . . . . .	121
6.2.1	Visualisation . . . . .	121
6.2.2	Evolution de la diffusion de la lumière :étude optique du brouillard . . . . .	122
6.3	Comparaisons au Run II . . . . .	127
6.4	Etude de l'influence du niveau liquide . . . . .	129
6.4.1	Les influences possibles du niveau liquide . . . . .	129
6.4.2	Domaine d'exploration et programme expérimental . . . . .	130
6.4.3	Etude optique du brouillard . . . . .	132
6.4.4	Liquide déposé en paroi . . . . .	138
6.4.5	Echange thermique global . . . . .	141
6.4.6	Echange thermique local . . . . .	143
6.5	Etude de l'influence de la vitesse vapeur . . . . .	146
6.5.1	Illustrations :images de coupe . . . . .	147
6.5.2	Stratification du brouillard . . . . .	149
6.5.3	Liquide déposé en paroi . . . . .	151
6.5.4	Echange thermique global . . . . .	153
6.5.5	Echange thermique local . . . . .	154
6.5.6	Conclusions sur l'effet de la vitesse vapeur . . . . .	155
6.6	Etude de l'influence de la densité de la vapeur . . . . .	156
6.6.1	Analyse optique du brouillard . . . . .	157

6.6.2	Liquide déposé en paroi . . . . .	160
6.6.3	Echange thermique global . . . . .	164
6.6.4	Echange thermique local . . . . .	165
6.6.5	Conclusions sur l'effet de la densité vapeur . . . . .	167
6.7	Résultats de l'étude par granulométrie laser (PDPA) . . . . .	168
6.7.1	Objectifs de l'étude et principales conclusions . . . . .	168
6.7.2	Vitesse sur l'axe de la conduite . . . . .	169
6.7.3	Diamètre des gouttes sur l'axe de la conduite . . . . .	172
6.7.4	Profils PDPA . . . . .	178
6.8	Points en fluide normal . . . . .	185
6.8.1	Atomisation du fluide normal . . . . .	185
6.8.2	Influence de la superfluidité sur le pouvoir frigorifique du brouillard et l'épaisseur de film . . . . .	191
<b>7</b>	<b>ANALYSE</b>	<b>197</b>
7.1	Production du brouillard : Atomisation . . . . .	197
7.1.1	Hauteur et vitesse du liquide . . . . .	197
7.1.2	Seuil d'atomisation et densité interfaciale au dessus du seuil . . . . .	200
7.1.3	Taille des gouttes . . . . .	203
7.1.4	Stratification . . . . .	204
7.1.5	Fraction entraînée . . . . .	206
7.2	Pouvoir réfrigérant du brouillard . . . . .	206
7.2.1	Rôle du film superfluide . . . . .	206
7.2.2	Influence de la superfluidité sur l'efficacité intrinsèque du brouillard . . . . .	208
7.2.3	Vitesse d'impact des gouttes . . . . .	209
7.3	Equilibre du film liquide . . . . .	211
7.4	Comparaison des pouvoirs frigorifiques déduits de la boîte de Kapitza et des drapeaux . . . . .	215
7.5	Conséquences pour le refroidissement des aimants du LHC . . . . .	219
7.6	Pertes de pression . . . . .	222
7.7	Conclusions . . . . .	230
<b>8</b>	<b>CONCLUSION</b>	<b>233</b>
	<b>ANNEXES</b>	<b>237</b>
A.1	Bilan des points du Run III . . . . .	237
A.2	Propriétés de l'hélium . . . . .	240
A.2.1	Discontinuité des constantes physiques . . . . .	240
A.2.2	L'hélium superfluide . . . . .	241
A.3	Assurer un niveau d'hélium fixe à l'échelle de temps d'une expérience : la piscine à Pression Fontaine . . . . .	243
A.4	Lien entre l'intensité diffusée et l'aire interfaciale . . . . .	246
A.4.1	Méthodes de calcul . . . . .	246
A.4.2	Validité des résultats de l'optique géométrique . . . . .	247
A.4.3	Effets de diffusion multiple . . . . .	250
A.5	Bilan des puissances critiques sur les capteurs thermiques suspendus . . . . .	253
A.6	Bilan des profils optiques . . . . .	260
	<b>RÉFÉRENCES</b>	<b>267</b>



---



---

## LISTE DES FIGURES ET TABLEAUX

---



---

### FIGURES

2.1	Pertes de pression expérimentales en diphasique . . . . .	7
2.2	Application d'une charge thermique : profils de température types . . . . .	8
2.3	Expériences antérieures : visualisation de différentes situations atomisées . . . . .	11
3.1	Etapas successives menant à l'atomisation . . . . .	16
3.2	Atomisation d'un jet liquide par un courant gazeux coaxial . . . . .	17
3.3	Stratification en eau-air . . . . .	25
3.4	Hauteur de stratification . . . . .	26
4.1	Station d'essais : illustrations . . . . .	32
4.2	PID . . . . .	34
4.3	Diagramme Température - Vitesse Gaz des domaines expérimentaux accessibles grâce au raccordement à la station 400W. . . . .	36
4.4	Corps du cryostat . . . . .	37
4.5	Schéma de principe de l'expérience Cryoloop dans son fonctionnement "ouvert" initial. . . . .	39
4.6	Diagramme enthalpique représentant les points principaux de la boucle . . . . .	40
4.7	Pertes thermiques : schéma explicatif . . . . .	42
5.1	Vue d'ensemble des méthodes de mesure utilisées . . . . .	44
5.2	Emplacement des différents diagnostics . . . . .	47
5.3	Mesure du débit total : Débitmètre Coriolis . . . . .	49
5.4	Vitesse superficielle vapeur et vitesse des gouttes mesurée au PDPA . . . . .	50
5.5	BARK : photographie et vues de coupe . . . . .	51
5.6	Etalonnage de la BARK à différentes températures . . . . .	52
5.7	BARK en conditions non atomisées . . . . .	53
5.8	BARK en conditions atomisées . . . . .	54
5.9	Formation d'un film liquide : comparaison paroi/drapeaux . . . . .	56
5.10	Drapeaux thermiques : caractéristiques géométriques . . . . .	57
5.11	"Drapeaux thermiques" : vue de côté, vue de dessous, et vue d'ensemble de l'élément d'insertion. . . . .	58
5.12	Photo des "drapeaux thermiques" en place . . . . .	59
5.13	Etalonnage des "drapeaux thermiques" : situation 100% mouillée (1) . . . . .	59
5.14	Etalonnage des "drapeaux thermiques" : situation 100% mouillée (2) . . . . .	61
5.15	Etalonnages d'un drapeau thermique en mouillage partiel . . . . .	61
5.16	Comportement des deux drapeaux <i>in situ</i> : deux exemples . . . . .	62
5.17	Drapeaux thermiques : bilan des résistances thermiques en conditions atomisées . . . . .	63
5.18	Sonde de température limée : mise en place dans la ligne . . . . .	64
5.19	Réponse de la sonde limée dans des conditions-types . . . . .	66
5.20	Surchauffe algébrique du gaz en haut du tube en fonction de $U_{GS}$ . . . . .	67
5.21	Vue d'ensemble de l'instrumentation optique . . . . .	68
5.22	Section de visualisation (1) . . . . .	69

5.23	Section de visualisation :caractérisation optique . . . . .	70
5.24	Ecoulement stratifié :visualisation de l'interface agitée à l'apparition de l'atomisation . . . . .	71
5.25	Interaction particules/lumière . . . . .	72
5.26	Diffusion simple et multiple . . . . .	73
5.27	Diffusion d'un faisceau laser à mi-tube :Photodiode et Photomultiplicateur . . . . .	75
5.28	Détail du dispositif de visualisation (1) . . . . .	76
5.29	Dispositif optique de visualisation . . . . .	77
5.30	Laser vertical :schéma du dispositif . . . . .	78
5.31	Obtention d'un profil d'intensité lumineuse diffusée (1) . . . . .	80
5.32	Clichés pour la nappe et le laser vertical:boîtes d'étude . . . . .	81
5.33	Obtention d'un profil d'intensité lumineuse diffusée (2) . . . . .	82
5.34	Montée graduelle de $W_1$ :Analyses des figures de diffusion sur l'écran . . . . .	83
5.35	Profils angulaires d'intensité diffusée :comparaison à la théorie . . . . .	84
5.36	Montée graduelle de $W_1$ :comparaison PM et PD . . . . .	85
5.37	Montée graduelle de $W_1$ :intensité diffusée à différents angles . . . . .	86
5.38	Comparaison à la théorie de l'effet de la diffusion multiple sur la dépendance angulaire de l'intensité diffusée . . . . .	86
5.39	Comparaison des Profils Nappe laser et Laser vertical . . . . .	88
5.40	Effet du dioptre . . . . .	89
5.41	Comparaison des différentes méthodes de mesure du profil vertical de densité interfaciale . . . . .	90
5.42	Effet de la diffusion sur le tube pour le laser vertical . . . . .	92
5.43	Comparaison du laser et de la nappe aux 3 altitudes . . . . .	93
5.44	PDPA :double faisceau laser, volume de mesure . . . . .	94
5.45	PDPA, bouffée Doppler . . . . .	95
5.46	Capteurs capacitifs (1) :géométrie et vue d'un secteur . . . . .	98
5.47	Vues des capteurs capacitifs sectorisés . . . . .	101
5.48	Drapeaux capacitifs :vues axiale et latérale . . . . .	101
5.49	Configurations nominales des deux secteurs capacitifs . . . . .	104
5.50	Sensibilité des capteurs capacitifs . . . . .	105
5.51	Configuration réelle des deux secteurs capacitifs . . . . .	107
5.52	Hauteur et largeur de l'interface . . . . .	108
5.53	Situations non-atomisées étudiées et détermination optique de la position de l'interface . . . . .	110
5.54	Détermination de la hauteur liquide à partir des images CCD . . . . .	111
5.55	Détermination de la fraction mouillée à partir des mesures thermiques (BARK ) . . . . .	112
5.56	Détermination de la hauteur liquide à partir des mesures capacitives (quadrants) . . . . .	112
5.57	Détermination de la fraction mouillée :comparaison des méthodes . . . . .	113
5.58	Détermination de la hauteur liquide à partir des images CCD . . . . .	114
5.59	Détermination capacitive du niveau de l'interface :estimation de l'incertitude liée à un film . . . . .	115
6.1	Présentation schématique des séries d'expériences du run III . . . . .	119
6.2	Diagramme Température - Vitesse Gaz :points expérimentaux explorés dans Cryo-loop III. . . . .	120
6.3	Montée graduelle de la puissance d'évaporation $W_1$ :conversion en $U_{GS}$ . . . . .	122
6.4	Montée graduelle de $W_1$ visualisation de l'écoulement . . . . .	123
6.5	Montée graduelle de $W_1$ / profils verticaux de $\Sigma_{opt}$ (Nappe laser + Laser vertical) . . . . .	124

6.6	Montée graduelle de $W_1$ :mesures de mouillage . . . . .	125
6.7	Profils de densité interfaciale :comparaison Runs II et III . . . . .	127
6.8	Densité interfaciale à mi-hauteur:comparaison Runs II et III . . . . .	128
6.9	Modèle avec seuil d'inhibition pour l'atomisation . . . . .	130
6.10	Caractéristiques géométriques liées à la position de l'interface et conditions explorées . . . . .	131
6.11	Configurations d'écoulement des tests de l'influence du niveau liquide . . . . .	131
6.12	Niveau liquide variable :images de coupe . . . . .	133
6.13	Variation du niveau liquide :profils d'intensité lumineuse diffusée (nappe laser et laser vertical) . . . . .	134
6.14	Densité interfaciale (nappe laser) aux altitudes des deux drapeaux thermiques et à mi-tube en fonction de $L_{atom}$ . . . . .	135
6.15	Densité interfaciale (nappe laser) au niveau de l'interface en fonction du niveau, mesuré par $C3$ . . . . .	136
6.16	Clichés instantanés et image moyenne . . . . .	137
6.17	Profils horizontaux de densité d'interface à différentes altitudes . . . . .	138
6.18	Mouillage mesuré avec les différents capteurs capacitifs en fonction de $L_{atom}$ . . . . .	139
6.19	Mouillage en fonction de la densité interfaciale . . . . .	141
6.20	Fraction mouillée BARK et CAPAS en fonction de la largeur atomisable . . . . .	142
6.21	Drapeaux thermiques :caractéristiques thermiques à niveau variable et synthèse des mesures . . . . .	144
6.22	Comparaison thermique / optique à l'altitude des drapeaux thermiques . . . . .	144
6.23	Configurations d'écoulement des tests de l'influence de la vitesse vapeur . . . . .	146
6.24	Vitesse vapeur variable :images de coupe . . . . .	148
6.25	Profils L/lpm nappe et laser vertical :vitesse vapeur variable . . . . .	149
6.26	Nappe laser :densité d'interface aux altitudes des deux drapeaux thermiques et à mi-tube en fonction de $U_{GS}$ . . . . .	150
6.27	Mouillage mesuré par les différents capteurs capacitifs en fonction de $U_{GS}$ . . . . .	151
6.28	Fraction mouillée déduite des mesures thermiques (BARK ) en fonction de $U_{GS}$ . . . . .	153
6.29	Variations de la puissance critique mesurée grâce au drapeaux thermiques en fonction de $U_{GS}$ . . . . .	155
6.30	Schéma des configurations d'écoulement des tests de l'influence de la densité vapeur . . . . .	156
6.31	Température variable :images de coupe (nappe laser) . . . . .	158
6.32	Température variable :profils de densité d'aire interfaciale . . . . .	159
6.33	Mouillage lu sur capteurs capacitifs en fonction de la température . . . . .	161
6.34	Comparaison de la réponse des capteurs capacitifs à la densité du brouillard pour l'ensemble des points en superfluide . . . . .	162
6.35	Conditions "a" :réponse des capteurs capacitifs pour 1.8 et 2 K . . . . .	164
6.36	Réponse des capteurs capacitifs à faible atomisation . . . . .	165
6.37	Fraction mouillée (BARK) en fonction de la température pour les différentes conditions . . . . .	165
6.38	Température variable :puissance critique mesurée sur les drapeaux thermiques. . . . .	166
6.39	Comparaison de la réponse des drapeaux thermiques à la densité du brouillard pour l'ensemble des points en superfluide . . . . .	167
6.40	Histogrammes de la vitesse et nombre de coups à différentes vitesses . . . . .	169
6.41	Corrélation diamètre-vitesse à différentes vitesses . . . . .	170
6.42	Fluctuations temporelles de la vitesse axiale . . . . .	170
6.43	Fluctuations de vitesse axiale pour l'ensemble des conditions . . . . .	171



6.44	Histogrammes de diamètre pour les points à vitesse variable . . . . .	172
6.45	Histogrammes de diamètre pour les points à niveau variable . . . . .	173
6.46	Diamètre moyen pour les différentes températures de la vapeur . . . . .	174
6.47	Diamètre moyen $d_1$ en fonction de la densité interfaciale . . . . .	175
6.48	Densité volumique de gouttes pour les points à vitesse variable . . . . .	176
6.49	Densité volumique de gouttes pour les points à niveau variable . . . . .	176
6.50	Comparaison entre les diamètres déduits du PDPA et de l'intensité diffusée . .	178
6.51	Profil vertical de vitesse et fluctuations associées . . . . .	179
6.52	Profil vertical de diamètre et taux de comptage associés . . . . .	180
6.53	Mise en évidence de la diminution de la concentration de gouttes avec l'altitude	181
6.54	Profil horizontal (à mi hauteur) de vitesse et taux de fluctuation associé . . . .	182
6.55	Profil horizontal (à 11 et 29 mm) de vitesse . . . . .	183
6.56	Profil horizontal (à mi hauteur) de diamètre et taux de comptage associés . . . .	184
6.57	Profil horizontal (à 11 et 29 mm) de diamètre et taux de comptage associés . . .	184
6.58	Profils de densité interfaciale en fluide normal . . . . .	187
6.59	PDPA lors d'une montée en puissance à 2.52 K . . . . .	188
6.60	Histogrammes de taille PDPA à puissance fixe et température variable . . . . .	189
6.61	Histogrammes de vitesse et de taille :comparaison normal et superfluide . . . .	190
6.62	Comparaison des drapeaux thermiques en HeI et HeII :2.24 K et N18 . . . . .	192
6.63	Comparaison des drapeaux Thermiques en HeI et HeII :2.43 K et T3a . . . . .	193
6.64	Comparaison des drapeaux Thermiques en HeI et HeII :2.79 K et 1.75 K . . . .	194
7.1	Hauteur et vitesse du liquide . . . . .	198
7.2	Vitesse normalisée du liquide en fonction de la vitesse du gaz . . . . .	199
7.3	Effet de la vitesse sur l'atomisation :nappe . . . . .	201
7.4	Effet de la vitesse sur l'atomisation :laser vertical . . . . .	202
7.5	Stratification du brouillard . . . . .	204
7.6	Pouvoir frigorifique du brouillard en fonction de sa densité interfaciale . . . . .	207
7.7	Pouvoir frigorifique corrigé du brouillard en fonction de sa densité interfaciale .	209
7.8	Brouillard :Vitesse d'impact des gouttes . . . . .	210
7.9	Relation entre l'épaisseur du film déposé et le flux de gouttes incident, déduit de la puissance critique sur les drapeaux thermiques . . . . .	212
7.10	Scénario pour le transfert thermique . . . . .	216
7.11	Extraction de la puissance frigorifique à partir des mesures de Kapitza . . . . .	217
7.12	Comparaison des puissances frigorifiques extraites des mesures de Kapitza et des drapeaux. . . . .	218
7.13	Comparaison des caractéristiques de Kapitza . . . . .	220
7.14	Echange en atomisation ultime . . . . .	221
7.15	Pertes de pression :comparaison des capteurs . . . . .	223
7.16	Pertes de pression en fonction de la vitesse du gaz . . . . .	223
7.17	Pertes de pression en fonction de l'énergie cinétique du gaz . . . . .	224
7.18	Pertes de pression en fonction de l'énergie cinétique du gaz:comparaison aux modèles . . . . .	225
7.19	Effet du niveau sur les pertes de pression . . . . .	226
7.20	Contribution du brouillard aux pertes de pression . . . . .	227
A.1	Diagramme pression en fonction de la température . . . . .	240
A.2	Propriété de l'hélium . . . . .	241
A.3	Proportion d'atomes "normaux" et "superfluides" . . . . .	242

A.4	Photo et schéma de la "piscine à débordement"	243
A.5	Dépendance angulaire de la section efficace	248
A.6	Dépendance en taille de la section efficace normalisée totale	249
A.7	Dépendance en taille de la section efficace différentielle	249
A.8	Dépendance en taille du rapport des sections efficaces différentielles	250
A.9	Effet de la diffusion multiple sur l'intensité à petit angle	252
A.10	Effet de la diffusion multiple aux différents angles	252
A.11	Drapeaux thermiques :caractéristiques thermiques des points de niveau variable (1/2)	253
A.12	Drapeaux thermiques :caractéristiques thermiques des points de niveau variable (2/2)	254
A.13	Drapeaux thermiques :caractéristiques thermiques des points de vitesse vapeur variable (1/2)	255
A.14	Drapeaux thermiques :caractéristiques thermiques des points de vitesse vapeur variable (2/2)	256
A.15	Drapeaux thermiques :caractéristiques thermiques des points de température variable - conditions "a"	257
A.16	Drapeaux thermiques :caractéristiques thermiques des points de température variable - conditions "b"	258
A.17	Drapeaux thermiques :caractéristiques thermiques des points de température variable - conditions "c"	259
A.18	Profils Nappe laser et Laser vertical - Niveau liquide variable	261
A.19	Profils Nappe laser et Laser vertical - Vitesse vapeur variable	262
A.20	Profils Nappe laser et Laser vertical - T variable Cond. "a"	263
A.21	Profils Nappe laser et Laser vertical - T variable Cond. "b"	264
A.22	Profils Nappe laser et Laser vertical - T variable Cond. "c"	265
A.23	Profils Nappe laser et Laser vertical - T variable Cond. "c0"	265
A.24	Profils Nappe laser et Laser vertical :HeI-HeII	266

## TABLEAUX

5.1	Caractéristiques des capteurs capacitifs.	103
5.2	Position verticale des capteurs capacitifs.	109
6.1	Etude de l'influence du niveau liquide :programme expérimental	132
6.2	Etude de l'influence de la vitesse vapeur :programme expérimental	147
6.3	Caractéristiques des principaux points de l'exploration en densité vapeur	157
6.4	Caractéristiques des profils PDPA	179
6.5	Caractéristiques des points en fluide normal	186
6.6	Comparaison HeI/HeII :tableau comparatif puissance thermique et épaisseur de film.	195
A.1	Caractéristiques thermohydrauliques des principaux points expérimentaux du Run III (1)	238
A.2	Caractéristiques thermohydrauliques des principaux points expérimentaux du Run III (2)	239
A.3	Piscine à débordement :calculs théoriques	245

---

## INDEX DES SYMBOLES

---

$a$	rayon d'une goutte (m)
$a_V$	accélération subie par une particule fluide (m)
$C_W$	concentration massique de particules vers la paroi ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
$d$	diamètre d'une goutte (m)
$D$	diamètre de la conduite (m)
$D_{int}$	diamètre intérieur de la conduite (m)
$dt$	accroissement infinitésimal temporel (s)
$dI$	accroissement infinitésimal d'intensité lumineuse diffusée
$dT$	accroissement infinitésimal de température (K)
$dV$	accroissement infinitésimal de volume ( $\text{m}^3$ )
$d\Omega$	accroissement infinitésimal d'angle solide (stéradian)
$e_{film}$	épaisseur du film liquide formé en paroi (m)
$F_{Mouil}$	"Fraction mouillée" : fraction du périmètre de la conduite recouverte par le liquide (%)
$Fr$	nombre de Froude
$g$	constante gravitationnelle ( $\text{N.kg}^{-1}$ )
$H$	enthalpie ( $\text{J.kg}^{-1}$ )
$h_{Capa}$	hauteur du liquide dans la conduite déterminée par les mesures capacitives (m)
$k$	ouverture de la fente d'observation de l'optique de réception du PDPA (m)
$G$	grandissement du système optique
$h_L$ , (ou $h_{LIQ}$ )	hauteur de liquide dans la ligne à partir du point le plus bas (m)
$h_{tot}$	coefficient d'échange thermique total en paroi ( $\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ )
$H(L)$	hauteur débitante pour le liquide (m)
$h_{St}$	hauteur de stratification du brouillard (m)
$I_0$	intensité lumineuse incidente par unité de surface ( $\text{W.m}^{-2}$ )
$I, I(L)$	fraction de l'intensité lumineuse incidente n'ayant pas interagi ( $\text{W.m}^{-2}$ )
$I_{LUM}$	intensité lumineuse diffusée issue des clichés CCD ( $\text{W.m}^{-2}$ )
$L_{atom}$	longueur atomisable du liquide stratifié (m)
$L_c$	longueur caractéristique associée aux capteurs capacitifs de mouillage (m)
$L_{gap}$	largeur du gap entre électrodes des capteurs capacitifs de mouillage (m)
$L_{sat}$	chaleur latente de vaporisation de l'He pour la phase considérée ( $\text{J.kg}^{-1}$ )
$\dot{m}$	débit massique ( $\text{kg.s}^{-1}$ )
$M_{CB}$ ou $C3$	fraction mouillée du capteur capacitif installé dans le quart bas de la conduite (%)
$P$	pression dans la ligne de mesure (Pa)
$P_{sat}(T)$	pression de saturation correspondant à la température $T$ (Pa)

$Pe$  nombre de Péclet  
 $P_{amont}, P_{aval}$  pression mesurée en amont (resp. en aval) de la ligne (Pa)  
 $R_a, R_d$  taux d'atomisation (resp. de déposition) en paroi ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ )  
 $Re$  nombre de Reynolds  
 $s$  entropie massique ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )  
 $S$  nombre de Stokes  
 $S_{DRAP}$  aire de la face active d'un drapeau thermique ( $\text{m}^2$ )  
 $S_m$  surface interne de la BARK couverte par le liquide saturé ( $\text{m}^2$ )  
 $S_{tot}$  surface d'échange interne totale de la BARK ( $\text{m}^2$ )  
 $S_{probed}$  section géométrique échantillonnée par le PDPA ( $\text{m}^2$ )  
 $T$  température (K)  
 $T_{DRAP}$  température d'un drapeau thermique (K)  
 $T_{int}, T_{ext}$  températures intérieures et extérieures dans le cylindre en cuivre de la BARK (K)  
 $T_{press}, T_1$  température dans le bain pressurisé (K)  
 $T_{sat}(P)$  température de saturation de la pression P (K)  
 $T_0$  température du bain (ou de l'écoulement) saturé (K)  
 $T_G, T_L$  température dans le gaz ou le liquide (K)  
 $T_\lambda$  température de transition vers la superfluidité de l'hélium (K)  
 $T_{pisc}, T_{bain}$  températures pour la "piscine à pression fontaine" (K)  
 $T_\lambda$  température de transition vers l'état superfluide (K)  
 $U$  vitesse ( $\text{m.s}^{-1}$ )  
 $U_{gouttes}$  vitesse des gouttes au centre de la conduite, (PDPA) ( $\text{m.s}^{-1}$ )  
 $U_{PDPA,C}$  vitesse des gouttes au centre de la conduite ( $\text{m.s}^{-1}$ )  
 $U_G, U_L$  vitesses débitantes de l'hélium gaz ou liquide ( $\text{m.s}^{-1}$ )  
 $U_{GS}$  vitesse superficielle du gaz d'Helium ( $\text{m.s}^{-1}$ )  
 $V_W, V_N$  vitesse vers la paroi d'une particule ( $\text{m.s}^{-1}$ )  
 $V'$  fluctuation de vitesse gaz vue par une goutte ( $\text{m.s}^{-1}$ )  
 $V_{probed}$  volume échantillonné par le PDPA.  
 $U_{trans}$  composante transverse [*i.e.* normale à la paroi] de la vitesse des gouttes ( $\text{m.s}^{-1}$ )  
 $w$  "waist" d'un laser du PDPA : épaisseur du faisceau (m)  
 $W$  puissance (W)  
 $W_1$  puissance appliquée dans la boîte de création de titre en amont de ligne (W)  
 $W_2$  puissance appliquée dans la boîte d'évaporation aval (W)  
 $W_{crit}$  puissance critique mesurée par les capteurs thermiques suspendus dits "drapeaux thermiques" (W)  
 $W_{pertes}$  pertes thermiques sur la ligne d'essai (W)  
 $W_{flash}$  pertes par détente isenthalpique (W)  
 $W_{font}$  puissances pour le fonctionnement du système à pression fontaine (W)  
 $W_{KAP}$  puissance appliquée dans les mesures d'échange thermique global (BARK) (W)  
 $We$  nombre de Weber  
 $We_C$  nombre de Weber critique pour la stabilité d'une goutte

$We_{\delta_G}$  nombre de Weber associé à l'épaisseur de couche limite côté gaz  
 $W_{pertes}$  pertes thermiques estimées sur l'ensemble de la ligne de mesure (W)  
 $W_{frigo}$  puissance frigorifique disponible due au flux de gouttes (W)  
 $x_V, x_{vap}$  titre massique de la vapeur  
 $\delta_G$  épaisseur de couche limite côté gaz dans un injecteur (m)  
 $\Delta H_1$  hauteur du tube d'amenée de la "piscine à pression fontaine" (m)  
 $\Delta T_{SF}$  différence de température associée à la "superfuite", ["piscine à pression fontaine"] (K)  
 $\Delta T(Al; He)$  différence de température entre drapeau thermique et écoulement (K)  
 $\lambda_{KH}$  longueur d'onde prépondérante des instabilités de Kelvin-Helmoltz (m)  
 $\lambda_{RT}$  longueur d'onde prépondérante des instabilités de Rayleigh-Taylor (m)  
 $\lambda_{Capa}$  période géométrique du motif des capteurs capacitifs (m)  
 $\rho_G, \rho_L$  masse volumique de l'Hélium gaz (resp. liquide) ( $\text{kg.m}^{-3}$ )  
 $\sigma_X$  tension de surface du liquide X ( $\text{N.m}^{-1}$ )  
 $\sigma_{Capa}$  sensibilité des capteurs capacitifs (%)  
 $\tau_f$  temps caractéristique de relaxation du fluide (s)  
 $\tau$  temps caractéristique (s)

---

---

Thermo-hydraulique d'un écoulement horizontal d'hélium superfluide diphasique.

---

---



---

---

# 1

---

---

## INTRODUCTION

---

---

Les expériences Cryoloop, menées au Service des Basses Températures du CEA/Grenoble en collaboration avec le Centre de Recherches sur les Très Basses Températures du CNRS, s'inscrivent dans le cadre du projet LHC du CERN de Genève. Celui-ci consiste à provoquer la collision de protons à haute énergie, de l'ordre de la dizaine de TeV, afin d'étudier les constituants élémentaires de la matière. Pour cela, des faisceaux de protons doivent être accélérés, maintenus sur une trajectoire circulaire et régulièrement refocalisés, ce qui requiert la mise en œuvre de champs magnétiques intenses. On a donc recours à des électro-aimants puissants constitués de bobinages supraconducteurs fonctionnant à très basse température : 1.9 K. Pour évacuer les pertes thermiques inhérentes à leur fonctionnement, et les maintenir à leur température de travail, ces aimants sont immergés dans un bain d'hélium superfluide pressurisé statique, lui-même refroidi en permanence par un tube échangeur renfermant un écoulement d'hélium superfluide diphasique. C'est sur l'étude des performances de cette dernière source froide que portent les expériences Cryoloop. Elles consistent à générer, dans une conduite très similaire à celle mise en œuvre au CERN, des écoulements diphasiques d'hélium avec un large éventail de conditions thermohydrauliques, et à en étudier les propriétés.

Une première série d'essais ("Run I") a permis de dimensionner et de valider le mode de fonctionnement de ce dispositif de refroidissement. Au cours des expériences menées dans des domaines de fonctionnement impliquant une forte vitesse de la vapeur, l'échange thermique mesuré s'est avéré être supérieur à celui prédit à partir de la surface théoriquement mouillée par le liquide, dans l'hypothèse d'un écoulement stratifié. Une seconde campagne expérimentale ("Run II") a alors été menée, qui a permis de confirmer ce phénomène et de tester des hypothèses sur son origine. Deux phénomènes concomitants ont ainsi été mis en évidence et caractérisés : d'une part, l'augmentation de l'échange thermique pariétal dans le tube échangeur, et d'autre part, la présence de gouttes au sein de la phase gazeuse. L'hypothèse avancée sur la base de ces deux observations était la formation en paroi d'un film liquide, créé et alimenté par le dépôt des gouttelettes, et qui améliorerait l'échange thermique. La troisième campagne expérimentale ("Run III") dont il est question ici avait plusieurs ambitions. Tout d'abord, détecter cet éventuel



film, ensuite, étudier les performances extrêmes du système, en mettant en œuvre de forts débits massiques d'hélium qui n'avaient jusque là pas pu être obtenus. Enfin, faire varier de façon contrôlée et indépendante les paramètres thermo-hydrauliques principaux régissant l'écoulement (niveau liquide, vitesse vapeur, densité vapeur) de façon à déterminer leurs influences respectives, le but final de cette étude étant de rassembler les données nécessaires pour produire un modèle prédisant l'échange thermique et les pertes de pression pour des conditions thermo-hydrauliques données, avec pour toile de fond l'optimisation d'un tel système de refroidissement.

La géométrie de la ligne d'essais utilisée est très proche de celle du LHC. La ligne est quasi-horizontale (pente 0.6 %), avec un tube échangeur rectiligne de section circulaire (diamètre 40 mm), et de 12 m de long. Les écoulements étudiés sont co-courants (liquide et vapeur circulent dans la même direction), et stratifiés (le liquide circule dans la partie basse de la conduite). Les mesures se concentrent essentiellement sur le domaine de l'hélium superfluide, c'est-à-dire sur des températures de travail inférieures à 2.17 K. Toutefois, afin de déterminer un éventuel rôle de la superfluidité sur les résultats obtenus, des points en hélium normal ont également été réalisés et exploités.

Dans le chapitre 2, qui suit cette introduction, nous exposons la problématique motivant nos études, résumons les résultats des expériences Cryoloop antérieures (runs I et II), et exposons les enjeux de notre travail. Le chapitre 3 aborde de manière générale, l'*Atomisation dans un écoulement stratifié co-courant*, et discute les spécificités possibles de l'hélium à cet égard, le but étant de fournir un canevas théorique auquel confronter les résultats expérimentaux. Le chapitre 4 présente la *ligne de mesure Cryoloop*, et les dispositifs expérimentaux mis en œuvre au CEA/Grenoble pour réaliser ces études. La discussion porte sur deux situations d'obtention des écoulements diphasiques étudiés, avant et après connexion à la station d'essai 400W@1.8K du SBT. La description de cette nouvelle machine, qui possède donc 400 W de puissance frigorifique utile à la température de fonctionnement de 1.8 K, ainsi que de son cycle de réfrigération et le principe de fonctionnement enthalpique de la ligne d'essai font l'objet du chapitre 4. Nous décrivons au chapitre 5 l'*Instrumentation* équipant la ligne, en détaillant pour chaque capteur son principe, ses caractéristiques techniques, et son fonctionnement tel que caractérisé en étalonnage, d'une part, et en conditions expérimentales, d'autre part. Le chapitre 6 est consacré aux *Résultats expérimentaux* et étudie l'influence des paramètres vitesse, niveau, densité de la vapeur, telle que mesurée par les différents instruments. Nous y comparons également les écoulements en He I et en He II pour déterminer l'influence de la superfluidité sur les résultats. Nous dressons ensuite, au chapitre 7, une *analyse* globale de ces résultats reliant l'atomisation et le dépôt des gouttelettes en paroi aux performances frigorifiques d'un écoulement diphasique

d'hélium superfluide. Les pertes de charge induites par l'atomisation sont également discutées avec, en toile de fond, les potentialités des écoulements atomisés pour le refroidissement des aimants de focalisation dans une version améliorée du LHC. En guise de *conclusion*, nous dressons un bilan des avancées effectuées et des applications potentielles mises en évidence.



---



---

## 2

---



---

# L'EXPÉRIENCE CRYOLOOP : ENJEUX, ACQUIS ET OBJECTIFS

---

## 2.1 L'enjeu des expériences Cryoloop

Les aimants supraconducteurs du LHC baignent dans de l'hélium superfluide pressurisé à 1 bar, lui-même refroidi par un écoulement diphasique d'hélium superfluide à 1.8 K. La charge thermique à évacuer est, selon les spécifications du CERN, d'environ 0.5 W par mètre de ligne. La qualité de l'échange thermique à travers le tube échangeur conditionne le fonctionnement du système magnétique, par le maintien d'une température inférieure à la température de travail des aimants supraconducteurs : 1.9 K. Le transfert thermique en paroi du tube échangeur est, en première approximation, régi par la surface de paroi mouillée par le liquide. La convection vapeur joue en effet un rôle marginal : le calcul [1] donne un coefficient d'échange environ 20 fois plus faible que celui du liquide pour une vitesse d'approximativement 12 m.s<sup>-1</sup> <sup>2</sup>. Les calculs de dimensionnement réalisés pour le LHC faisaient l'hypothèse d'un écoulement stratifié à surface lisse. Dans ce cas, l'échange thermique doit être directement proportionnel à la surface mouillée par l'écoulement liquide.

L'échange n'est cependant pas le seul facteur à prendre en compte. Les pertes de pression sont également un facteur limitant crucial dans le schéma de refroidissement des aimants du LHC. En effet, dans des conditions de saturation, une perte de pression aux bornes de la ligne d'essais induit une différence de température correspondante  $T_{sat}(P_{amont}) - T_{sat}(P_{aval})$ . On ne contrôle que la température en aval, *via* le pompage des vapeurs, et la température augmente le long de l'écoulement, de l'aval vers l'amont. La température  $T_{sat}$  devant être en tout point de la ligne inférieure à la température de travail des aimants, c'est-à-dire 1.9 K, ces pertes de pression doivent être minimisées, ce qui nécessite que la section de passage offerte à la vapeur soit la plus grande possible, donc le niveau de liquide le plus faible possible.

On voit donc que qualité de l'échange et minimisation des pertes de pression tendent à être en

---

2. une mesure directe de cet échange, par l'intermédiaire de capteurs thermiques découplés de la paroi (§5.3.2), donne de 2.5 à 5% de la valeur pour le liquide).

compétition. L'objectif initial de Cryoolop était de vérifier expérimentalement que l'optimisation théorique du dimensionnement permettait un fonctionnement correct de la ligne.

## 2.2 Les évolutions de l'expérience Cryoloop au CEA

Les travaux précédemment menés sur l'étude de la source froide du système de refroidissement des aimants supraconducteurs du LHC ont fait l'objet de nombreuses publications, ainsi que de deux thèses, celle de L. Grimaud portant sur une géométrie hélicoïdale[2], et celle d'E. Di Muoio en configuration rectiligne[1]. Ils portent sur le comportement d'écoulements diphasiques d'hélium en conditions de saturation.

La géométrie hélicoïdale comprenait un tube de diamètre interne 40 mm enroulé en spirale. Cette géométrie avait l'avantage d'être relativement compacte, et de reproduire la pente maximale que l'on rencontre dans l'anneau du LHC, qui présente pour des raisons géologiques une inclinaison de son plan de 1.4%. Ce dispositif, mettant en œuvre un tube de diamètre inférieur à celui retenu dans la pratique pour le LHC (54 mm), permet une étude des pertes de pression[2, 3] sur une longueur développée équivalente de 86 m. Le passage à une géométrie linéaire[4] avec un cryostat de 22 m pour un diamètre intérieur de 40 mm était motivé par la possibilité de faire varier la pente de la conduite de -2.8 à 2.8%. Par ailleurs, on s'affranchit ainsi de l'effet possible d'une composante radiale de l'accélération du fluide, et d'une instabilité associée. Une telle longueur pour un cryostat inclinable à froid (par un jeu de supports ajustables) constituait une prouesse technique ; elle fut par la suite ramenée à une longueur moitié, après avoir constaté que cette longueur était suffisante pour travailler avec un écoulement en régime établi.

Dans les deux cas, et comme dans ce travail, du liquide est injecté dans un réservoir en tête de ligne, et est partiellement converti en vapeur par chauffage. Les paramètres des écoulements étudiés sont alors :

- le débit total (débit liquide en entrée de ligne).
- le débit vapeur, fixée par la puissance de chauffage en entrée de ligne.
- la température de l'écoulement diphasique, contrôlée par la pression d'aspiration de la vapeur.

La ligne d'essai reproduit ainsi la situation au niveau d'un tronçon de la ligne LHC, la puissance de chauffage correspondant à la puissance dissipée par les aimants situés en amont de ce tronçon.

Un point essentiel est que, la vapeur occupant l'essentiel de la section de la conduite, sa vitesse augmente avec son débit, donc avec la puissance dissipée. A puissance fixe, la vitesse augmente également lorsque la densité de la vapeur (donc la température) diminue.

Dans les deux géométries, des écoulements co-courants descendants aussi bien qu'ascendants (menant à des instabilités de type "bouchon" pour le fluide) ont été étudiés, et un modèle thermo-hydraulique a pu être validé pour rendre compte des pertes de pression mesurées.

### 2.2.1 Mesure des pertes de pression

La figure 2.1 présente les pertes de pression mesurées dans des conditions stables d'écoulement lors des premières expériences en géométrie rectiligne.

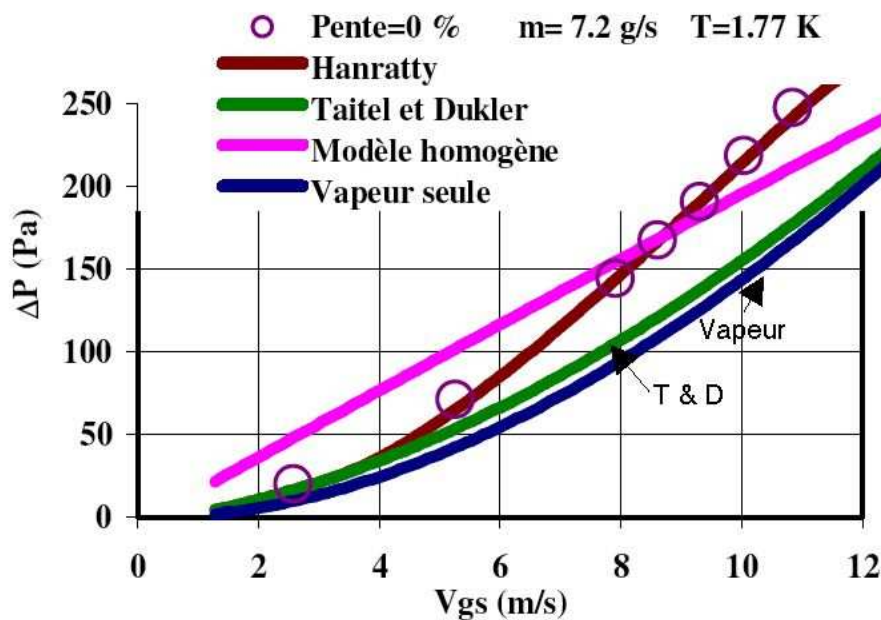


FIG. 2.1 – Pertes de pression expérimentales et théoriques (code de calcul SBT) pour une conduite de 22 m en fonction de la vitesse spécifique du gaz (données de [4]).

En l'absence d'atomisation, les pertes de pression résultent du frottement des différentes phases contre les parois du tube et entre elles. La même figure présente les pertes de pression prédites par le code de calcul développé au SBT, dans l'hypothèse d'un écoulement à phases séparées avec une interface lisse (Taitel et Dukler[5]). Ce modèle sous-estime les pertes de pression dès que la vitesse de vapeur atteint quelques mètres par seconde. Cet excès de dissipation peut être reproduit par le modèle d'Hanratty [6], qui suppose qu'au-delà d'un seuil en vitesse, la perturbation de l'interface donne lieu à un renforcement de la friction entre les 2 phases. Ce modèle phénoménologique est discuté dans le cas de l'hélium dans les travaux de Grimaud

*et al.* [2, 7]. Cependant, l'excès de friction mesuré pouvait également résulter de l'interaction de la vapeur avec un éventuel brouillard de gouttelettes, dont l'existence était suggérée par les mesures d'échange thermique.

### 2.2.2 Mesure de l'échange thermique

L'échange thermique global était caractérisé dans un dispositif reproduisant la géométrie d'un aimant du CERN, schématisée figure 2.2.

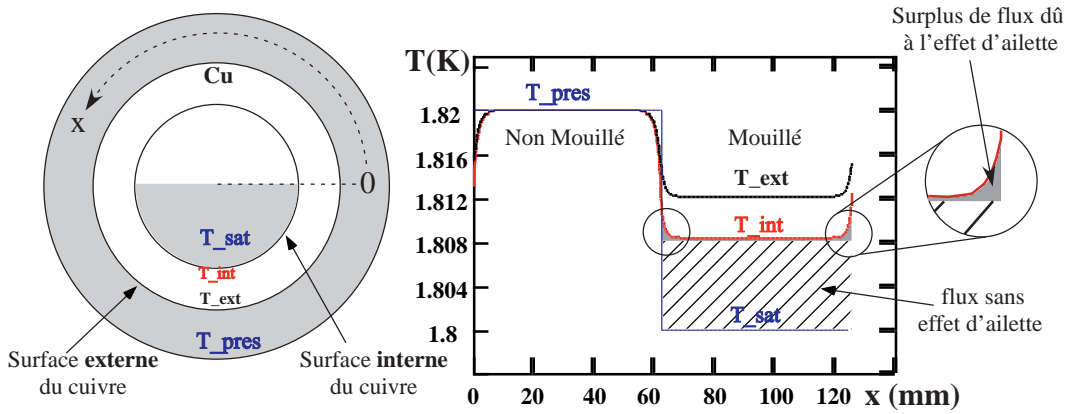


FIG. 2.2 – Coupe de la conduite au niveau du bain pressurisé utilisé pour caractériser l'échange thermique : Le graphe donne, pour un écoulement stratifié et lisse, le profil azimuthal des températures sur les parois externe et interne du tube échangeur lorsqu'on applique au bain pressurisé un chauffage simulant la charge thermique des aimants du LHC.

Cette figure montre le profil de températures de part et d'autre de la paroi d'un tube échangeur, renfermant un écoulement d'hélium diphasique saturé, au contact avec un bain pressurisé statique. Ce graphique permet d'identifier les différentes composantes de la résistance thermique globale entrant en compte dans l'échange thermique à travers la paroi du tube. Le bain d'hélium pressurisé dans lequel se dissipe la charge thermique à extraire est isotherme. En effet, la très forte conduction de l'hélium superfluide aux flux thermiques considérés n'engendre, entre le point le plus proche du chauffage et celui qui en est le plus éloigné, qu'une différence de température inférieure à  $10^{-5}$  K pour le flux maximum considéré. De même, la température  $T_{sat}$  du "corps" du liquide saturé est homogène dans une section droite. Concernant la température de l'écoulement vapeur, l'étude systématique de sa valeur dans la partie haute du tube (chapitre 5), montre que l'on peut, dans la plupart des cas, la considérer comme étant uniforme dans une section droite, et égale à la température de saturation de la pression considérée.

La différence de température ( $T_{press} - T_{ext}$ ) entre le bain pressurisé et la paroi extérieure du tube correspond à la résistance de Kapitza côté pressurisé. La différence de température

$(T_{int} - T_{ext})$  est due à la résistance thermique de la paroi de cuivre. La différence de température  $(T_{int} - T_{sat})$  entre la paroi intérieure du tube et l'écoulement correspond à la résistance de Kapitza à la surface intérieure du tube. Nous reviendrons en détail sur le fonctionnement de cette "boîte à résistance de Kapitza", ou BARK, dans le chapitre 5 consacré à l'instrumentation.

Les mesures d'échange thermique réalisées grâce à ce dispositif ont été comparées avec le "niveau liquide", déduit d'un modèle de liquide stratifié lisse (liquide circulant dans la partie basse de la conduite, vapeur le surmontant). Cette comparaison a montré que ce modèle d'écoulement, utilisé pour dimensionner la ligne du CERN, était correct pour des vitesses de vapeur inférieures à  $4 \text{ m.s}^{-1}$ , qui sont effectivement celles rencontrées dans le refroidissement du LHC. Par contre, au-delà de  $4 \text{ m.s}^{-1}$ , l'échange thermique était systématiquement meilleur que prédit. Si ceci ne constitue pas en soi un obstacle au schéma de refroidissement du LHC, cela a conduit à s'interroger sur le bien fondé des hypothèses du modèle. Deux possibilités étaient envisagées à ce stade :

- la transition vers un régime d'écoulement annulaire, où le liquide serait réparti sur toute la paroi de la conduite, la vapeur circulant au centre.
- L'existence d'un brouillard de gouttes, créées par atomisation du liquide, dont le dépôt en paroi améliorerait l'échange thermique.

La première hypothèse semble être vérifiée dans une expérience[3] réalisée au SBT sur une ligne de diamètre 20 mm et de longueur 1.3 m. Dans ce cas, les mesures d'échange montrent un mouillage complet, indépendamment de la puissance appliquée, pour une vitesse supérieure à  $12 \text{ m.s}^{-1}$ . Par contre, dans les expériences sur les lignes de 40 mm, on n'atteignait jamais un tel régime. Dans ce cas, la validité de la seconde hypothèse était suggérée par des images prises avec une caméra située à l'intérieur de la conduite, la qualité de ces dernières était toutefois insuffisante pour conclure de façon ferme. Le but de la seconde série d'expériences (run II), réalisées en 2000-2001, était de tester indépendamment les deux hypothèses, grâce à deux nouveaux types de diagnostics :

- différents diagnostics optiques[8], basés sur la diffusion de la lumière par un brouillard de gouttelettes. Dans ces diagnostics, la source lumineuse comme les détecteurs sont placés à température ambiante, et l'écoulement est observé au niveau d'accès optiques implantés sur la ligne.
- des capteurs capacitifs surfaciques[9], collés sur la paroi de la conduite, qui permettent



de détecter la présence en paroi d'un film liquide suffisamment épais (une centaine de microns), tel qu'on l'attend dans un cas d'écoulement annulaire.

### 2.3 Résultats du run II

Le run II, qui a fait l'objet de la thèse d'E. Di Muoio, avait alors permis d'établir un certain nombre de constats expérimentaux et de formuler les conclusions associées[10] :

- Compte tenu des niveaux liquides considérés, le régime annulaire a pu être écarté : il impliquerait un film liquide en paroi d'une épaisseur de plusieurs centaines de microns, détectable, mais non détecté par les capteurs capacitifs utilisés.
- Une visualisation directe de l'écoulement a permis de montrer que l'essentiel du liquide reste stratifié, même aux plus fortes vitesses de vapeur explorées. Pour des vitesses vapeur de moins de  $3 \text{ m.s}^{-1}$ , des vagues de grande amplitude sont générées, dont la longueur d'onde est de plusieurs centimètres.
- Vers  $4 \text{ m.s}^{-1}$ , l'interface est beaucoup plus agitée, et des paquets de gouttes sont arrachés à la surface. La taille de ces gouttes n'est pas résolue par le système optique utilisé, de même que l'on ne peut détecter par visualisation directe l'éventuelle présence d'un film fin en paroi.
- Pour les régimes d'écoulement à plus haute vitesse vapeur, la présence de gouttes entraînées au sein de la phase vapeur a été prouvée par différents diagnostics optiques[8, 11] (observation directe par caméra CCD, signature en terme de diffusion d'un faisceau laser).

La figure 2.3 montre ainsi les clichés de différentes situations atomisées, obtenus grâce à une caméra CCD au niveau d'une section de visualisation en Pyrex. On distingue les parois du tube (vu à  $15^\circ$ , d'où l'aspect elliptique), l'interface brillante, le brouillard se développant au-dessus de l'interface.

Le brouillard résultant a été partiellement caractérisé d'un point de vue granulométrique et vélocimétrique grâce aux mesures réalisées au Phase Doppler Particle Analyser (décrit chapitre 5). Les distributions de tailles de gouttes obtenues étaient centrées sur quelques dizaines de microns[8, 11].

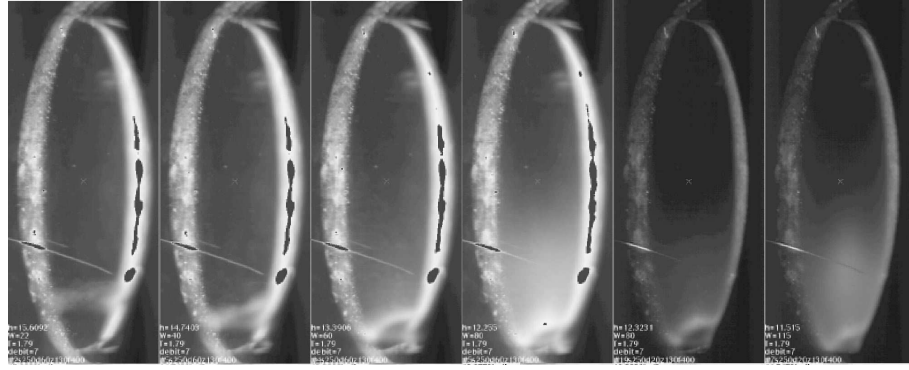


FIG. 2.3 – Observation de situations atomisées dans un tube de 40 mm de diamètre interne dans une conduite horizontale remplie d’hélium superfluide diphasique en régime stationnaire[1]. Le liquide au fond (visible par son interface brillante avec la vapeur) est entraîné par l’écoulement gazeux plus rapide. La visualisation est faite à travers un tube de Pyrex éclairé depuis la face arrière et observé à un angle de  $15^\circ$  environ vers l’avant. Le débit total (vapeur + liquide) est fixé à  $7 \text{ g.s}^{-1}$ , et la température vaut  $1.79 \text{ K}$ . De gauche à droite, les vitesses superficielles vapeur valent :  $2.5, 3.9, 5.4, 6.9, 7.5, 9.7 \text{ m.s}^{-1}$ . Les deux derniers clichés utilisent des ouvertures de diaphragme moindres, la phase dispersée dense diffusant fortement la lumière.

L’apparition de ce brouillard est concomitante avec une amélioration de l’échange thermique, ce qui suggère un rapport de causalité entre ces phénomènes[10]. Un mouillage équivalent d’environ 30% du périmètre de la conduite a pu ainsi être atteint (valeur qui semblait alors être asymptotique). Il était cependant complexe de quantifier la contribution du brouillard à l’échange thermique, ce dernier n’étant mesuré que de façon globale, alors que le brouillard est, comme le montre la figure 2.3, très stratifié.

A l’issue de ces expériences, il semblait acquis que l’atomisation devait être à l’origine de l’augmentation du transfert thermique. Il devenait alors essentiel de comprendre comment l’atomisation dépendait des différents paramètres de l’écoulement, comme la vitesse de la vapeur, sa densité, et, également, la surface du liquide circulant au fond de la conduite. Des expériences réalisées à densité fixe (c’est à dire à température fixe, puisqu’on a un écoulement saturé), avaient montré que l’atomisation augmente avec la vitesse vapeur. Par contre, l’atomisation semblait peu dépendante de la densité vapeur, dans la gamme de variation disponible de ce paramètre.

Il faut cependant souligner que ces expériences étaient réalisées à niveau (donc à surface) variable du liquide. En effet, à débit massique total (vapeur plus liquide) fixe, le niveau liquide baisse rapidement avec l’augmentation de la fraction de vapeur, comme l’illustre la série de clichés de la figure 2.3. Ceci est dû à la fois à l’évaporation et à l’entraînement du liquide par la friction interfaciale ( l’augmentation résultante de la vitesse implique en effet, à débit liquide fixé, une baisse du niveau). Pour conclure de façon plus définitive sur l’influence sur l’atomisation des différents paramètres, il aurait fallu pouvoir varier le débit liquide pour maintenir son niveau constant, pour des conditions thermohydrauliques (vitesse, température) différentes. Cela

n'était pas possible du fait de la gamme réduite de débits autorisée dans le run II (inférieurs à 7 g.s<sup>-1</sup> environ).

## 2.4 Objectifs du run III

Le run III, qui fait l'objet de cette thèse, apporte deux améliorations majeures au run II :

- La première est le couplage de la ligne Cryoloop à un nouveau réfrigérateur 400 W, permettant d'obtenir des débits jusqu'à 20 g.s<sup>-1</sup>, ouvrant ainsi la voie à une étude de l'influence sur l'atomisation de la vitesse et de la densité de la vapeur, dans des conditions de niveau fixe. Ces forts débits permettent également d'augmenter la puissance d'évaporation d'environ 150 W à plus de 300 W, donc d'obtenir les vitesses nécessaires à l'atomisation dans une plage de températures beaucoup plus étendue que dans le run II (jusqu'à 2.5 K au lieu de 2 K). En particulier, nous allons être en mesure de comparer des situations de liquide superfluide et normal (respectivement en dessous et au-dessus de 2.17 K).
- La seconde est l'introduction de capteurs capacitifs et thermiques suspendus dans la vapeur. Ces capteurs permettent de tester directement si le brouillard peut déposer un film liquide, ainsi que de mesurer son pouvoir réfrigérant.

Les expériences décrites dans cette thèse avaient alors un double objectif :

- étudier directement, grâce à l'optique, comment le processus d'atomisation dépend des conditions thermohydrauliques (vitesse et densité de la vapeur, niveau du liquide).
- comprendre la relation entre le brouillard formé par l'atomisation et l'amélioration du transfert thermique en paroi.

L'enjeu de ces expériences est à l'origine appliqué, avec comme but d'évaluer l'apport possible de l'atomisation pour le refroidissement des aimants dans une version "upgradée" du CERN. Nous aurons donc aussi à caractériser l'incidence du brouillard sur les pertes de charge dans la conduite. Mais nos expériences présentent également un intérêt fondamental pour la compréhension du phénomène d'atomisation. Avec sa tension de surface très faible, l'Hélium peut permettre de tester les idées théoriques sur les mécanismes en jeu dans des conditions jusqu'ici inexplorées. De ce point de vue, il offre également l'avantage d'un indice optique très

faible, ce qui permet d'utiliser la diffusion de la lumière pour caractériser le brouillard même dans des conditions de forte densité (pour lesquelles un brouillard d'eau serait opaque !).

Le chapitre 3 qui suit donne les éléments sur la physique de l'atomisation qui nous seront utiles lors de la discussion de nos résultats. Nous décrirons ensuite la cryogénie de l'expérience, puis l'instrumentation, avant de passer aux résultats et à leur analyse.



---

### 3

---

## L'ATOMISATION EN ÉCOULEMENT STRATIFIÉ CO-COURANT

---

La tension de surface entre liquide et gaz est très faible pour l'Hélium. Dans notre contexte, la question fondamentale est d'en déterminer l'incidence sur le phénomène d'atomisation. Idéalement, on aimerait pouvoir prédire les caractéristiques du brouillard d'Hélium et en déduire son influence sur le transfert thermique en paroi. Cette tâche semble hors de portée actuellement. La philosophie de notre travail a donc été de sérier les problèmes, en déterminant expérimentalement, par des méthodes optiques, les caractéristiques du brouillard. Ceci nous a permis, d'une part, de comparer directement ces caractéristiques à l'amélioration du transfert thermique, d'autre part d'étudier directement le processus d'atomisation dans l'Hélium. Ce chapitre expose les principaux concepts qui seront utiles dans la discussion de ces résultats.

Les exemples quotidiens d'atomisation en gouttelettes d'un liquide sous l'influence d'un écoulement gazeux ne manquent pas. Aussi bien la formation des embruns à la surface de la mer que la dispersion des gouttelettes de carburant dans un moteur à explosion relèvent de ce phénomène. Sa compréhension physique a donc suscité de nombreuses études depuis le XIX siècle, qui avaient pour buts de comprendre les instabilités hydrodynamiques en jeu et, ultimement, de relier la taille des gouttes obtenues aux différents paramètres physiques de l'écoulement (vitesse du gaz, caractéristiques des fluides, ...). Même si on reste loin d'une compréhension parfaite, des progrès significatifs ont été récemment accomplis. Un des objectifs de ce chapitre est d'en donner une description succincte, principalement basée sur des études récentes en géométrie d'injecteur. [12, 13, 14, 15, 16].

Dans cette géométrie, le gaz et le liquide rentrent en contact à la sortie d'un injecteur, soit plan, soit coaxial, au voisinage duquel se produit l'essentiel du phénomène d'atomisation (spray). Notre situation est différente à plusieurs égards : d'une part, l'atomisation se produit tout au long de la conduite, la vitesse du gaz étant constante le long de l'écoulement, d'autre part, l'interaction des gouttes avec les parois induit une complexité complémentaire. Enfin, en conduite horizontale, la gravité joue un grand rôle. Même si sa description physique n'est certainement pas aussi aboutie que celle de l'atomisation dans les injecteurs, cette situation d'atomisation en

conduite a été très étudiée, pour des raisons appliquées, dans le cas eau-air, et nous en exposerons les principales caractéristiques expérimentales.

### 3.1 Mécanismes d'atomisation en géométrie d'injecteur

#### 3.1.1 Image générale

Lorsque la surface d'un liquide est soumise à un écoulement du gaz qui le surplombe, il se forme d'abord des vagues régulières. Pour de plus fortes vitesses  $U_G$  du gaz, des ligaments ou digitations naissent sur la crête de ces vagues, et sont accélérés et étirés par le gaz jusqu'à se fragmenter en gouttelettes qui sont ensuite emportées par l'écoulement gazeux (figure 3.1). C'est ce phénomène qu'on appelle atomisation primaire, une éventuelle atomisation secondaire ayant ensuite lieu au sein même de la phase vapeur.

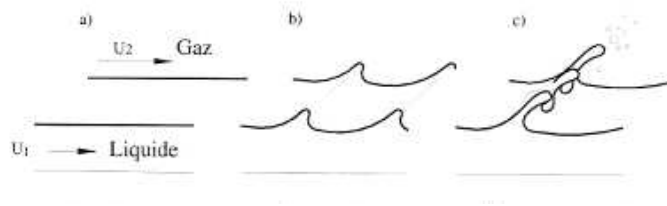


FIG. 3.1 – Mécanismes de brisure primaire. a) Écoulement gaz/liquide coaxial; b) Instabilité primaire; c) Instabilité secondaire.

Le processus d'atomisation primaire a été étudié théoriquement et expérimentalement en géométries d'injecteur coaxial[12](figure 3.2) et d'injecteur plan[14]. En géométrie coaxiale, lorsque la vitesse du gaz augmente, le jet liquide, initialement cylindrique, est l'objet d'ondulations, qui, elles-mêmes, se déstabilisent en ligaments, puis en gouttes. Le travail de Marmottant et Villermaux[12] propose une discussion complète de ce processus, que nous résumons maintenant.

#### 3.1.2 Instabilité de cisaillement

La première étape, celle qui donne naissance aux vagues, est une instabilité de cisaillement de Kelvin-Helmoltz[17]. Dans la géométrie de de Marmottant et Villermaux, le jet est vertical et la gravité n'est pas un facteur stabilisant l'interface. Il n'y a alors pas de seuil pour l'instabilité, et la longueur d'onde des vagues dépend de la vitesse. Si la vitesse présentait une discontinuité entre le liquide et le gaz, la longueur d'onde des vagues serait contrôlée par une compétition entre

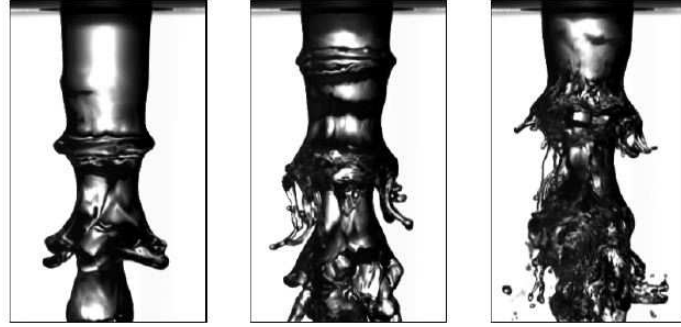


FIG. 3.12: Vitesses d'air croissantes de 24,27 et 32 m/s.

FIG. 3.2 – La figure présente plusieurs photos montrant l'atomisation d'un jet liquide par un jet rapide gazeux coaxial. Lorsque la vitesse du gaz augmente, le jet liquide, initialement cylindrique, est l'objet d'ondulations, qui, elles-mêmes, se déstabilisent en ligaments (figure extraite de la ref.[12]).

la tension de surface  $\sigma$  et l'énergie cinétique (par unité de volume) du gaz,  $\lambda_{KH} = 3\pi \cdot \frac{\sigma}{(\rho_G \cdot U_G^2)}$ . L'existence d'une couche limite de vorticité modifie cependant ce résultat. Dans le cas où le gaz est beaucoup plus rapide que le liquide, la longueur d'onde sélectionnée<sup>2</sup> est fixée par l'épaisseur de la couche limite dans le gaz,  $\delta$ , comme

$$\lambda \approx 2\pi / 1.5\delta \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}} \quad (3.1)$$

Expérimentalement, Marmottant et Villermaux montrent que  $\delta/h \approx 5.6/\sqrt{Re}$ , où  $Re$  est le nombre de Reynolds associé à l'écoulement gazeux et  $h$  l'épaisseur de la couronne de gaz injecté, lorsque le gaz est non turbulent, et que  $\delta/h \approx 74/Re^{3/4}$  en conditions turbulentes. Dans les expériences de Marmottant et Villermaux,  $h$  vaut 1.7 mm, et le gaz est de l'air, allant à des vitesses de 5   90 m.s<sup>-1</sup>. En conditions non turbulentes,  $\delta$  varie alors typiquement entre 0.5 et 0.15 mm ( $\lambda$  entre 10 et 30 mm). En conditions turbulentes comme non turbulentes, la longueur d'onde  $\lambda$  varie bien comme prédit par l'équation 3.1, mais avec un préfacteur environ 4 fois plus faible. Les auteurs attribuent cette différence, soit à leur modélisation du profil de vitesse dans le calcul de l'instabilité primaire, soit à la géométrie, cylindrique plutôt que plane[13].

---

2. Ce régime est approximativement obtenu quand la longueur d'onde  $\lambda$  est supérieure à la longueur d'onde la plus instable de l'instabilité de Kelvin-Helmoltz à la vitesse considérée.



### 3.1.3 Instabilité transverse

Les vagues sont ensuite l'objet d'une instabilité transverse de type Rayleigh-Taylor. Deux mécanismes ont été proposés, selon l'accélération responsable de l'instabilité.

Dans le premier mécanisme[12], l'accélération est l'accélération alternative verticale associée au passage de la vague. Lorsque l'accélération pointe vers le gaz, la surface du liquide est soumise à une instabilité de type Rayleigh-Taylor, conduisant à l'invasion du gaz par le liquide sous la forme de doigts, avec une longueur d'onde transverse :

$$\lambda_{\perp} \approx 2.8\delta \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} W e_{\delta} \right)^{-1/3} \quad (3.2)$$

, où  $W e_{\delta}$  est le nombre de Weber basé sur l'échelle de la longueur de vortacité  $\delta$ . En tenant compte de l'expression de  $\delta$ , il en résulte que la longueur d'onde transverse  $\lambda_{\perp}$  varie approximativement<sup>3</sup> comme l'inverse  $1/U_G$  de la vitesse du gaz, environ entre 5 et 2 mm pour une vitesse de l'air de 20 à 60 m.s<sup>-1</sup> dans les expériences de Marmottant et Villiermaux sur l'eau. En reproduisant les mêmes expériences avec de l'éthanol, dont la tension de surface est presque trois fois plus faible que celle de l'eau, ces auteurs ont également confirmé la prédiction 3.2 que la longueur d'onde transverse décroît avec la tension de surface (avec un exposant 1/3).

Dans le second mécanisme [15], c'est l'accélération horizontale, due à l'interaction de la vague avec le gaz plus rapide, qui déstabilise le liquide. Dans ce cas, en géométrie plane, la longueur d'onde varie comme :

$$\lambda_{\perp} \approx \pi\delta \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{-1/4} W e_{\delta}^{-1/2} \quad (3.3)$$

La dépendance en vitesse est alors un peu plus marquée (exposant -11/8≈-1.37 en régime de couche limite turbulente, et -5/4 sinon) que dans le cas précédent. La dépendance en densité du gaz fait respectivement intervenir, dans les équations 3.2 et 3.3, les combinaisons  $\rho_G^{-2/3}\delta^{2/3}$  et  $\rho_G^{-3/4}\delta^{1/2}$ , soit, en régime turbulent pour  $\delta$ ,  $\rho_G^{-7/6}\eta^{1/2}$  et  $\rho_G^{-9/8}\eta^{3/8}$ , donc une dépendance proche de  $1/\rho_G$  dans les deux cas. On peut noter que, pour l'hélium diphasique, la dépendance en  $\rho_G$  est liée à la température, qui affecte également la viscosité  $\eta$ . Dans la gamme que nous étudions (1.8-2.8 K), on a approximativement  $\eta \propto \rho_G^{1/3}$ , si bien, qu'au total, la dépendance de la longueur d'onde avec la température correspond à un comportement global en  $1/\rho_G$ , et ce, pour les deux

---

3. L'exposant est -7/6 ≈ -1.17, en régime de couche limite turbulente et -1 sinon

mécanismes! Dans la gamme de vitesses étudiées pour l'hélium (5-20 m.s<sup>-1</sup>), la prédiction 3.3 est alors proche de la moitié de la prédiction 3.2, indépendamment de la température.

### 3.1.4 Formation des gouttes

Une fois formés, les ligaments sont accélérés, puis étirés, par le gaz plus rapide. Cette extension se fait à volume liquide fixe, le liquide du ligament n'ayant pas le temps d'être drainé vers le liquide massif par les forces capillaires. Initialement, les trois dimensions ( $d_0$ ) du ligament sont de l'ordre de la longueur d'onde transverse, et le volume du filament,  $\pi/6 d_0^3$ , est d'ordre  $\lambda_\perp^3$ . Lorsque le filament se brise en gouttelettes sous l'influence de la capillarité, son diamètre  $\xi_b$  a diminué et sa longueur a augmenté, mais le résultat expérimental est que le diamètre moyen des gouttes auxquelles il donne naissance (environ une dizaine) est d'ordre  $d_0$ , et pas  $\xi_b$ . Il varie donc approximativement comme l'inverse de la vitesse du gaz, conformément à de nombreuses observations[18, 19].

Les diamètres sont distribués selon une loi de probabilité discutée par Marmottant et Villermaux. En convoluant cette loi avec celle des tailles de ligaments  $d_0$ , ces auteurs prédisent une distribution expérimentale de tailles essentiellement exponentielle des gouttes. Ce comportement est en accord avec leurs propres mesures en aval du spray, mais pas avec celles reportées par Hong et al[15, 16], qui montrent un excès de grosses gouttes par rapport à une exponentielle pure. La différence est cependant subtile (elle implique des événements rares), et, à l'heure actuelle, il n'est pas clair de savoir si l'écart à une exponentielle pure provient du mécanisme de brisure des ligaments ou d'un phénomène de coalescence en aval du spray.

### 3.1.5 Ordres de grandeur

Pour l'eau et des vitesses d'air de 20 à 60 m.s<sup>-1</sup>, les diamètres moyens mesurés par Marmottant et Villermaux diminuent de 400 à 150  $\mu\text{m}$ , proportionnellement à  $\lambda_\perp$ . Plus précisément, la taille caractéristique (mesurée)  $d_{10}$  des ligaments est de l'ordre de  $0.23 \lambda_\perp$ , et la taille moyenne  $d_{\text{moy}}$  des gouttes issues de ces ligaments de l'ordre de  $0.4 d_0$ , soit, au total,  $d_{10} \approx 0.1 \lambda_\perp$ . Ce rapport est compatible avec celui donné par Hong et al[15],  $d_{32}/\lambda_\perp \approx 0.27$ , en géométrie coaxiale, puisque, pour une distribution exponentielle,  $d_{32} = \frac{\langle d^3 \rangle}{\langle d^2 \rangle} = 3 d_{10}$ . En géométrie plane, ces derniers auteurs trouvent par contre une taille environ trois fois plus faible  $d_{32}/\lambda_\perp \approx 0.1$ , correspondant à un diamètre moyen de 50 à 100  $\mu\text{m}$  environ[16].

Pour l'éthanol, les expériences de Marmottant et Villermaux donnent un rapport de la taille

moyenne des gouttes à  $\lambda_{\perp}$  de 0.08 au lieu de 0.1 pour l'eau, ce qui montre que ce rapport dépend peu (ou pas) de la tension de surface. Si nous supposons qu'il n'en dépend rigoureusement pas, nous pouvons utiliser les équations 3.2 ou 3.3 pour évaluer une taille de gouttes pour le cas de l'Hélium. Dans ce cas, la tension de surface, entre 1.8 and 2.2 K, est de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-4} \text{ Pa.m}$ , soit 200 fois plus faible que celle de l'eau,  $700 \cdot 10^{-4} \text{ Pa.m}$ . On pourrait alors s'attendre à des gouttes nettement plus petites, puisque la longueur d'onde transverse décroît avec la tension de surface. En fait, la différence est modérée, d'une part parce que la tension de surface n'intervient qu'à la puissance 1/3 dans l'équation 3.2, et, d'autre part, parce que la vitesse du gaz (qui intervient au carré dans le nombre de Weber) est nettement plus faible dans notre cas que pour les expériences en eau-air. Même en tenant compte de la turbulence de la vapeur d'Hélium, qui réduit l'épaisseur de la couche limite par rapport au cas de l'eau, les valeurs prédites en Hélium à 1.8 K pour la longueur d'onde transverse restent comparables à celles pour l'eau : on obtient par exemple la même valeur (un millimètre pour l'eq. 3.2) pour l'hélium à  $10 \text{ m.s}^{-1}$  et 1.8 K que pour l'eau à  $90 \text{ m.s}^{-1}$ . En géométrie coaxiale, on aurait alors un diamètre moyen d'une centaine de microns, et, en géométrie plane, d'environ  $30 \mu\text{m}$ .

En résumé, l'application à l'hélium des idées testées en eau-air en géométrie d'injecteur conduit à des tailles moyennes produites par l'atomisation primaire comprises entre la dizaine et la centaine de microns, qui diminuent lorsque la vitesse du gaz ou la température (donc la densité de la vapeur) augmentent.

### 3.1.6 Atomisation secondaire

Il faut se demander si on peut ensuite avoir une atomisation secondaire. En effet, une goutte isolée initialement immobile exposée à un courant gazeux de vitesse  $U_G$  n'est stable que si le nombre de Weber associé à son diamètre  $d$ ,  $We(d) = \rho_G U_G^2 d / \sigma$  est inférieur à une valeur critique  $We_c$ , expérimentalement de l'ordre de 10. Au-delà, comme discuté par Pilch et Erdman[20], la tension capillaire ne peut résister aux efforts aérodynamiques et la goutte se brise, d'une façon qui dépend du nombre de Weber initial. Les fragments produits ont des tailles variables, qui peuvent être bien inférieures au diamètre critique  $d_c$  associé à la condition  $We(d_c) = We_c$ . A l'inverse, les plus gros fragments produits peuvent avoir en principe un Weber (basé sur  $U_G$ ) supérieur à 10, si leur accélération après formation est suffisante pour les amener assez rapidement à la vitesse  $U_G$ , mais, selon Pilch et Erdman, ceci ne se produit que pour des Weber initiaux supérieurs à 1000, correspondant à des gouttes de taille centimétrique.

Pour des vitesses vapeur de l'hélium de 5 à  $20 \text{ m.s}^{-1}$ , le nombre de Weber construit sur la

taille moyenne théoriquement issue de l'atomisation primaire en géométrie coaxiale varie entre 5 et 10 pour l'équation 3.3, et 10 et 25 pour l'équation 3.2. Dans le second cas, les gouttes produites par l'atomisation primaire pourraient donc être brisées, à condition qu'elles n'aient pas encore atteint la vitesse du gaz au moment de la rupture des ligaments (i.e. à condition que leur vitesse relative au gaz soit encore d'ordre  $U_G$ ). Pour ces valeurs de Weber, le processus de brisure, dans la classification de Pilch et Erdman, serait le 'bag break-up'. Selon les données compilées par Pilch et Erdman, la taille moyenne des fragments correspondrait empiriquement à un Weber de 5, donc finalement comparable à celui prédit par l'équation 3.3. Enfin, si, comme trouvé par Hong et al, le diamètre en géométrie plane est trois fois plus faible qu'en géométrie coaxiale, on peut s'attendre à ce que les gouttes d'Hélium créées dans notre cas aient d'emblée un Weber moyen de l'ordre de 2.

Une fois accélérés à la vitesse moyenne  $U_G$ , les fragments ne peuvent plus être brisés que par les fluctuations rapides de la vitesse du gaz environnant ou par l'existence d'un cisaillement de l'écoulement gazeux à l'échelle de la goutte. Qualitativement, on peut s'attendre à un tel effet si le nombre de Weber construit en remplaçant  $U_G$  par la différence  $\Delta U_G$ , égale la fluctuation de  $U_G$  ou au produit de son gradient par le diamètre de la goutte, est supérieur à  $We_c$ .  $\Delta U_G$  étant bien inférieur à  $U_G$ , et le nombre de Weber construit sur  $U_G$  et  $d_{moy}$  n'étant pas au départ très supérieur à  $We_c$ , ce mécanisme semble toutefois improbable.

En conclusion, en géométrie d'injecteur, et pour une vitesse de gaz de  $10 \text{ m.s}^{-1}$  à 1.8 K, on peut s'attendre à une taille moyenne des gouttes d'Hélium de l'ordre de quelques dizaines à la centaine de microns. Qu'il y ait ou non atomisation secondaire, cette taille devrait diminuer avec la vitesse et la densité, donc la température, de la vapeur.

## 3.2 Atomisation en conduite

Le phénomène d'atomisation a également lieu pour les écoulements diphasiques en conduite. Tant que la différence de vitesse locale entre liquide et vapeur reste faible, les deux phases coexistent, délimitées par une interface lisse, la phase légère s'écoulant au-dessus de la phase dense. Lorsque la vitesse de la vapeur augmente, on a une instabilité primaire similaire à celle discutée pour les sprays, conduisant à la formation de vagues. A la différence de l'écoulement coaxial vertical, la gravité limite les vagues à grande longueur d'onde, et il existe un seuil de vitesse pour leur formation.

Dans une géométrie non confinée ("écoulement en eau profonde"), en l'absence de viscosité

et de couche limite, ce seuil est celui de l'instabilité de Kelvin-Helmoltz classique[17]. Dans notre cas où la densité de la vapeur est très inférieure à celle du liquide, sa vitesse seuil est donnée par

$$U_{KH}^2 = \frac{2\sigma}{\rho_G} k_{KH} = \frac{2\sigma}{\rho_G} \left( \frac{g\rho_L}{\sigma} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

où le vecteur d'onde au seuil dépend de la tension de surface  $\sigma$  comme  $k_{KH} = \left( \frac{g\rho_L}{\sigma} \right)^{1/2}$ .  $U_{KH}$  vaut alors environ  $1.7 \text{ m.s}^{-1}$  à  $1.8 \text{ K}$  et  $0.8 \text{ m.s}^{-1}$  à  $2.52 \text{ K}$ . Comme en l'absence de gravité, la couche limite entre liquide et vapeur est un facteur stabilisant, qui va augmenter cette vitesse seuil. La viscosité, ainsi que l'influence des parois de la conduite, vont aussi jouer.

Au-delà du seuil de formation des vagues, on peut avoir plusieurs comportements, par exemple un écoulement de type "bouchon", avec alternance de régions complètement liquides et de régions diphasiques dans la conduite, ou une transition vers un régime annulaire, où le liquide est plaqué contre les parois de la conduite. Ces situations ne sont pas favorisées lorsque le remplissage de la ligne en liquide est faible[5]. Dans ce cas, on passe directement d'un écoulement à vagues à un écoulement atomisé. La grande différence par rapport à la géométrie d'injecteur est que l'atomisation se produit tout au long de la conduite, et que les gouttes créées et transportées par la vapeur sont confinées. Elles finissent donc par retomber dans la phase liquide à cause de la gravité, à moins qu'elles ne se déposent sur les parois, conduisant à la formation d'un film liquide mince. La croissance en épaisseur de ce film, elle, est équilibrée par son écoulement gravitaire vers le liquide massif et par son éventuelle atomisation.

Le brouillard est d'autre part stratifié verticalement à cause de la gravité. Le degré de stratification dépend de la compétition entre le poids des gouttes et leur diffusion sous l'influence de l'écoulement gazeux. La distribution des gouttes doit donc dépendre de leur taille et de la structure de cet écoulement, lui-même éventuellement affecté par son interaction avec le brouillard. Enfin, la possibilité de coalescence des gouttes doit également être prise en compte. Il s'agit donc d'un problème couplé complexe, et on conçoit qu'il n'en existe pas de solution explicite. Motivées par l'importance des enjeux appliqués (écoulements diphasiques en gazoduc, dans les circuits de refroidissement des centrales nucléaires, ...), plusieurs expériences ont donc été entreprises pour caractériser les écoulements en fonction de la nature et des débits des fluides et du diamètre de la conduite. Les études les plus documentées sur des écoulements en eau-air se sont intéressées aux profils de vitesse du gaz[21, 22, 23], à l'épaisseur du film liquide annulaire en fonction de sa hauteur[24], à la fraction de liquide entraînée sous forme de gouttes[25, 26], éventuellement en fonction de la position dans une section de la conduite[24, 27] et à sa modélisation[25, 28, 29], ainsi qu'aux pertes de pression[30, 31]. Nous nous concentrerons ici sur les points les plus intéressants pour nos expériences, le seuil d'atomisation, la

structure spatiale du brouillard et la taille des gouttes qui le constituent, et l'épaisseur du film déposé par le brouillard.

### 3.2.1 Seuil d'atomisation

Une théorie du seuil d'atomisation a été élaborée par Ishii et Grolmes en s'appuyant sur la compilation de nombreuses expériences[32]. Cette étude met en évidence le fait que l'atomisation dépend non seulement de la vitesse du gaz, mais aussi du nombre de Reynolds de l'écoulement liquide, produit de la vitesse par la hauteur du liquide, (ou, alternativement, quotient du débit liquide par le périmètre mouillé). La vitesse seuil  $U_{Gc}$  diminue avec le Reynolds liquide, pour saturer à une valeur limite pour des Reynolds supérieurs à 1500 (régime dans lequel nous nous trouvons). Le seuil prédit varie alors avec la viscosité  $\eta_L$  du liquide selon

$$\frac{\eta_L U_{Gc}}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} = N_\eta^{0.8} \quad (3.5)$$

où le nombre de viscosité fait intervenir la viscosité<sup>4</sup> et le vecteur d'onde au seuil de l'instabilité de Rayleigh-Taylor selon

$$N_\eta = \eta_L \left( \rho_L \sigma \sqrt{\frac{\sigma}{g \Delta \rho}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.6)$$

Pour l'hélium ( $\eta_L=3.5 \mu\text{Pa.s}$ ), on trouve alors une vitesse seuil d'environ  $5 \text{ m.s}^{-1}$  à  $1.8 \text{ K}$  (décroissant essentiellement comme  $1/\sqrt{\rho_G}$  quand la température augmente).

### 3.2.2 Fraction entraînée

Au-delà du seuil d'atomisation, une partie du flux liquide est transportée sous forme de gouttelettes. La fraction entraînée est définie comme le rapport de cette partie au flux total liquide. Williams et al[24] ont mesuré la dépendance de cette fraction entraînée en fonction du flux de liquide et de la vitesse vapeur. A vitesse vapeur fixée, le flux transporté par les gouttelettes croît essentiellement linéairement avec le flux liquide, au-dessus d'une valeur seuil de ce flux. En d'autres termes, la fraction entraînée varie peu avec le flux liquide. Pan et Hanratty [29] associent ce comportement au fait expérimental, qu'en conduite verticale, le taux d'atomisation

---

4. Si l'exposant 0.8 était remplacé par un exposant 1 dans l'équation 3.5, la viscosité s'éliminerait et la vitesse seuil calculée serait  $2^{-1/2}$  fois la vitesse seuil pour l'instabilité de Kelvin-Helmholtz sans viscosité (equation 3.4).

varie linéairement avec le flux liquide au-dessus d'une valeur seuil. L'origine physique de cette variation ne semble pas discutée.

A débit liquide fixé, la fraction entraînée augmente avec la vitesse vapeur[24], pour atteindre des valeurs de l'ordre de 0.8 à 0.9 pour des vitesses de l'air de 70 à 90 m.s<sup>-1</sup>. La dépendance en vitesse est très marquée, approximativement en  $U_G^5$ , à comparer à une dépendance en  $U_G^2$  pour un écoulement diphasique vertical. Pan et Hanratty ont montré que la différence provient du fait que l'écoulement horizontal est stratifié, ce qui réduit, pour un taux d'atomisation donnée, la concentration moyenne des gouttes dans la conduite, donc la fraction entraînée. Comme nous allons le voir, la stratification est d'autant moins marquée que la vitesse est élevée. C'est pourquoi le flux transporté augmente plus vite que  $U_G^2$  avec la vitesse. On ne rejoindrait un comportement en  $U_G^2$  qu'à très haute vitesse, lorsque la stratification disparaît.

### 3.2.3 Stratification du brouillard

Une caractéristique des écoulements diphasiques atomisés en conduite horizontale est en effet la stratification du brouillard. Cette stratification a été quantifiée par mesure locale du débit liquide transporté par les gouttes. La figure 3.3 montre ainsi les profils de concentration de gouttes, provenant d'une analyse par Pan et Hanratty[29] des données de Williams et al. et de Paras et Karabelas[24, 27]. La concentration de gouttes chute exponentiellement avec l'altitude, sur une hauteur caractéristique qui diminue lorsque la vitesse  $U_G$  du gaz augmente. Indépendamment de l'analyse assez complexe de Pan et Hanratty, nous avons extrait de la figure 3.3 la hauteur de stratification définie comme l'inverse de la pente des droites. La figure 3.4 montre que cette dépendance est en gros en  $U_G^{-2}$  et dépend peu du diamètre de la conduite (9.5 cm pour Williams et al., 5 cm pour Paras et Karabelas).

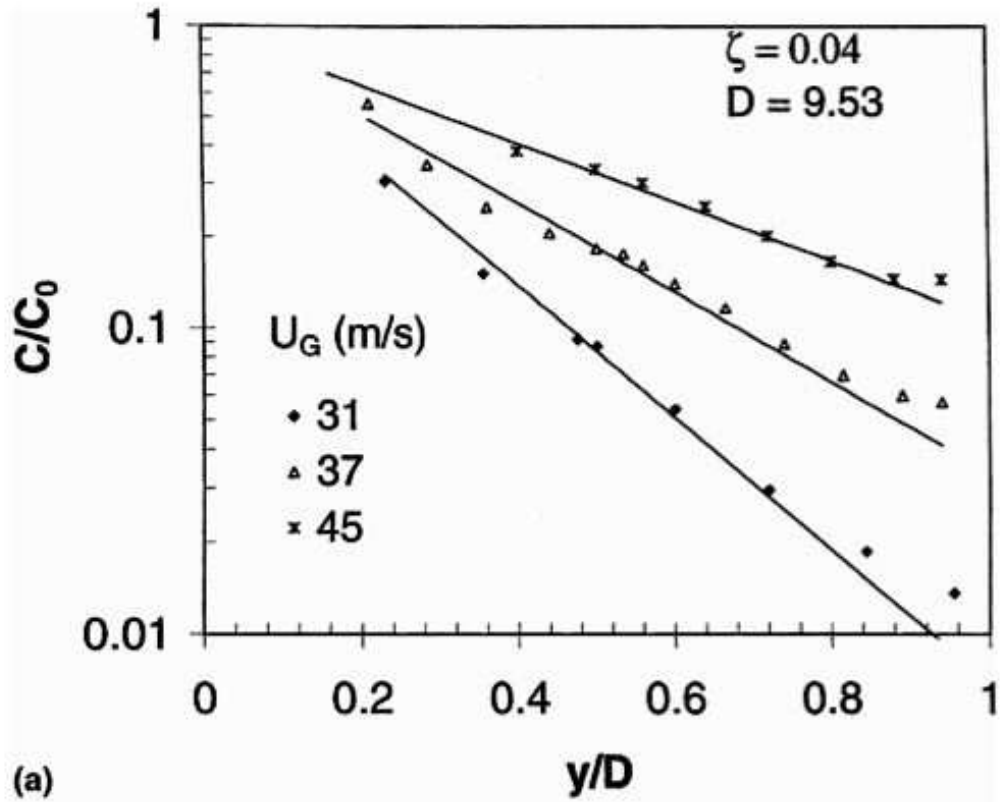
Le phénomène de stratification résulte d'une compétition entre la chute des gouttes, due à la gravité, et leur diffusion turbulente dans le gaz. Cette compétition a été analysée par de nombreux auteurs[27, 33, 28, 29, 34]. En régime stationnaire, la concentration  $n$  des gouttes (pour une classe de diamètre donné) est donnée par une l'équation différentielle

$$D_p \Delta n + u_T \frac{\partial n}{\partial z} = 0 \quad (3.7)$$

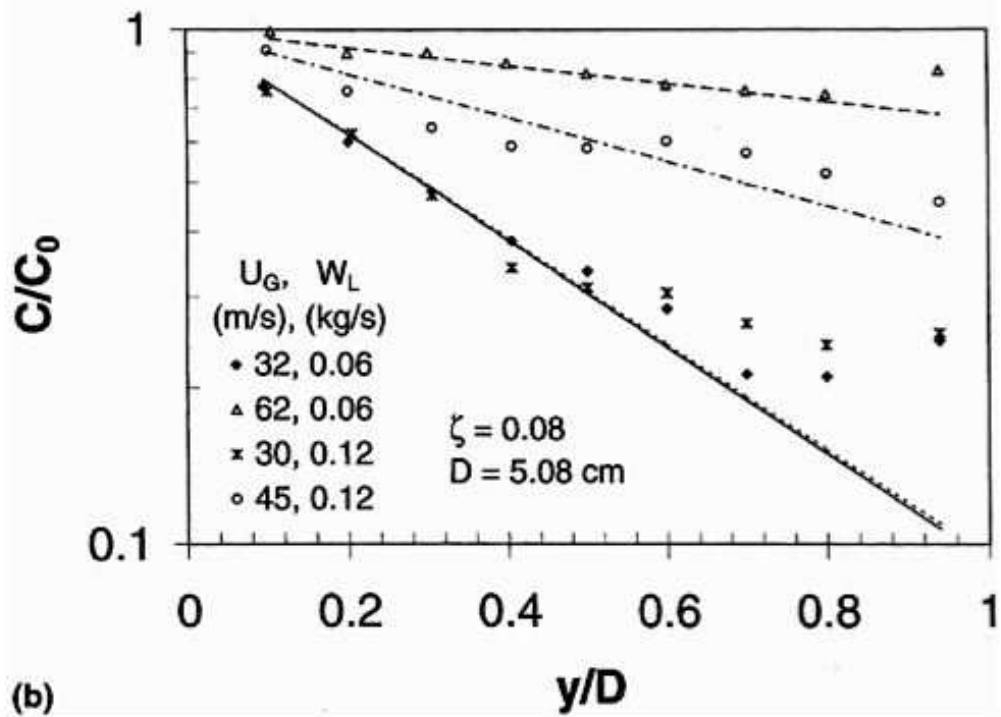
où  $u_T$  est la vitesse terminale de chute en l'absence de turbulence, et  $D_p$  la constante de diffusion des gouttes sous l'action de la turbulence. Cette équation exprime la stationnarité du nombre de gouttes à une altitude donnée, en l'absence de puits aux parois.

Si la dépendance horizontale de la concentration radiale est négligeable, et en l'absence de





(a)



(b)

FIG. 3.3 – Stratification en écoulement eau-air : profil vertical de la fraction volumique occupée par les gouttes, pour différentes vitesses d'air et différents débit d'eau. L'altitude est normalisée par le diamètre de la conduite, (9.5 cm pour Williams et al., 5 cm pour Paras et Karabelas). Figure extraite de la référence[29].



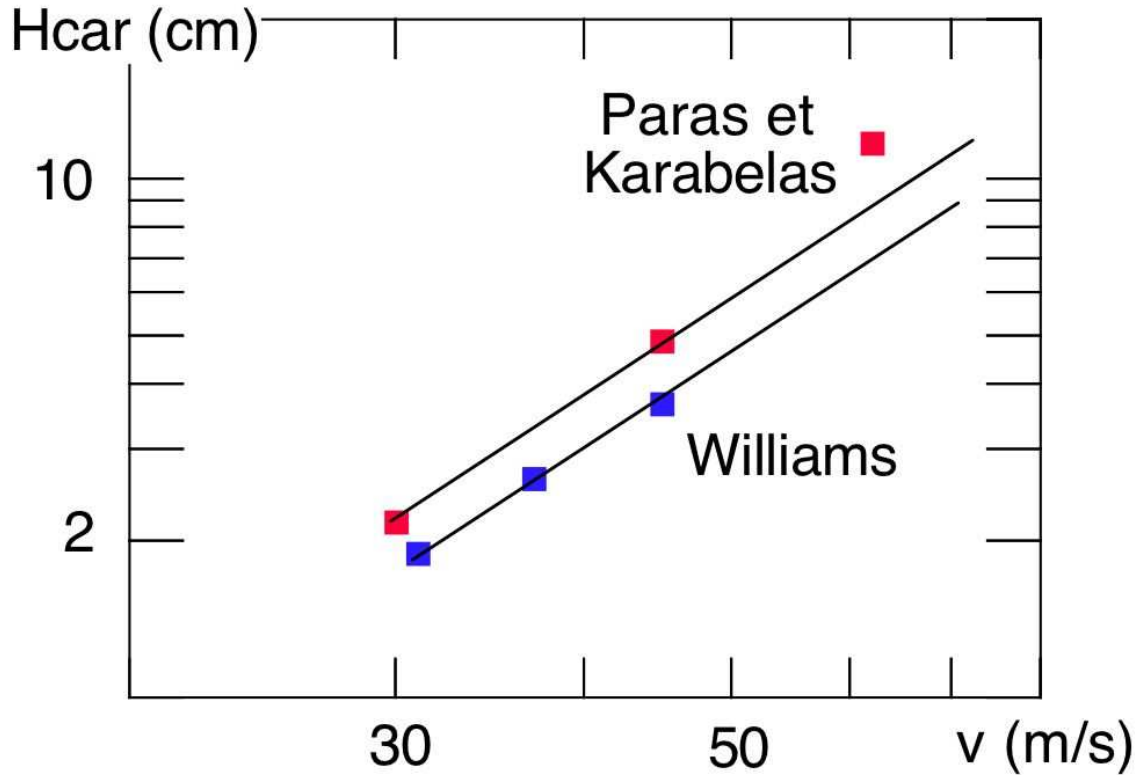


FIG. 3.4 – Dépendance en vitesse du gaz ( $U_G$ ) de la hauteur de stratification déduite de la figure 3.3. Les droites correspondent à une dépendance en  $U_G^{-2}$

sources latérales (pas d'atomisation du film), on est ramené à l'équation différentielle du premier ordre [29]

$$D_p \frac{\partial n}{\partial z} + u_T n = 0 \quad (3.8)$$

qui correspond à un profil exponentiel de concentration, avec une hauteur caractéristique  $H_{car} = D_p / u_T$ ,

Cette hauteur dépend du diamètre  $d$  des gouttes à travers leur vitesse terminale de chute et leur constante de diffusion. Comme analysé par Mols et Oliemans[33], ces quantités font intervenir  $\tau_p$ , la constante de temps inertielle des gouttes. Dans le régime de Stokes,  $\tau_p$ , rapport du coefficient  $3\pi\eta_G d$  de friction visqueuse à la masse des gouttes, vaut

$$\tau_p = \frac{\rho_L d^2}{18\eta_G} \quad (3.9)$$

La vitesse terminale de chute sous l'action de la gravité est alors  $u_T = g\tau_p$ . La diffusivité des gouttes, elle, fait intervenir la diffusivité turbulente du gaz  $D_g$  et le rapport  $\tau_p / T_D$  de la constante de temps inertielle à l'échelle de temps intégrale de la turbulence  $T_D$ , de l'ordre de  $\frac{D}{U_g}$  où  $D$  est le diamètre de la conduite.  $D_g$  est d'ordre  $T_D \langle v'^2 \rangle$ , où  $(\langle v'^2 \rangle)^{1/2}$  est la fluctuation de

vitesse. Les gouttes assez petites pour que  $\tau_p < T_D$  peuvent suivre les fluctuations de vitesse et leur diffusivité est de l'ordre de celle du gaz. Pour de telles gouttes, on a

$$\frac{H_{car}}{D} = \frac{\langle v^2 \rangle}{U_g u_T} \quad (3.10)$$

Par contre, pour des gouttes plus grosses qui filtrent la turbulence à cause de leur inertie, la diffusivité, donc la hauteur caractéristique, est réduite (d'un facteur  $(1 + \tau_p/T_D)^{-1/2}$  selon Mols et Oliemans).

Dans le cas de l'Hélium à 1.8 K ( $\eta_G = 3 \cdot 10^{-7}$  Pa.s), et pour une goutte de diamètre 10  $\mu\text{m}$ , on calcule une constante de temps inertielle de 2 ms, correspondant à une vitesse terminale de chute de 2  $\text{cm.s}^{-1}$  <sup>5</sup>. Pour une vitesse de gaz de 10  $\text{m.s}^{-1}$ ,  $T_D$  est d'ordre 4 ms. Une telle goutte doit donc à peu près suivre le gaz jusqu'aux vitesses maximales atteintes (20  $\text{m.s}^{-1}$ ). Si on double le diamètre, la constante de temps inertielle est multipliée par 4 et la diffusivité peut être réduite d'un facteur 2 par rapport à celle du gaz. La hauteur de stratification pourrait donc être réduite par rapport à une simple loi en  $d^{-2}$ .

En l'absence d'interactions entre gouttes, on attend de toute façon une stratification d'autant plus marquée que leur diamètre est élevé. Cet effet a été mesuré indirectement par une technique de diffraction par Simmons et Hanratty[35]. Leurs résultats montrent que le diamètre moyen de la distribution de taille augmente quand l'altitude diminue, ce qui est compatible avec une stratification plus importante pour les gouttes de grand diamètre.

### 3.2.4 Distribution du brouillard à altitude fixe

Les expériences de Williams et al.[36] ont également montré que la dépendance spatiale de la concentration de gouttes était plus complexe qu'une simple dépendance monotone en altitude. Ce problème a été examiné théoriquement par Mols et al.[28] par résolution numérique de l'équation 3.7. Les résultats dépendent du lieu de production des gouttes, dans la direction de la conduite comme le long des parois latérales. Sous certaines hypothèses (dépendance en hauteur de l'atomisation du film recouvrant les parois, gouttes créées sur la crêtes d'ondes périodiques le long de la conduite), ces auteurs montrent qu'il peut exister un ou plusieurs maxima de concentration dans une section de la conduite, dont le nombre et la position dépendent énormément du diamètre considéré. Ils en concluent que le transport turbulent des gouttes peut suffire à ex-

---

5. Le nombre de Reynolds correspondant est très inférieur à 1, ce qui justifie l'utilisation de la limite de Stokes, au moins en l'absence de turbulence.

plier les résultats de Williams, sans avoir besoin d'évoquer d'autres phénomènes, comme un écoulement secondaire du gaz.

### 3.2.5 Taille des gouttes

L'effet de la vitesse du gaz sur la taille des gouttes produites a été surtout étudié en géométrie verticale. Selon Azzopardi [37], il y a un consensus sur une dépendance du diamètre en  $1/U_g$ , donc proche de ce qu'on a en géométrie d'injecteur. Le diamètre augmente également, à vitesse du gaz fixée, avec la concentration de gouttes (modifiée via le débit liquide injecté). Azzopardi attribue cette augmentation à un phénomène de coalescence entre gouttes. En géométrie horizontale, la dépendance en taille et en vitesse de la stratification devrait induire une complexité supplémentaire, selon l'altitude de mesure. Les résultats de Simmons et Hanratty sont cependant compatibles, même au milieu de la conduite, avec une dépendance en  $1/U_g$ , du moins si le flux entraîné sous forme de gouttes est assez faible. En effet, ces auteurs, comme Azzopardi, montrent que le diamètre augmente, à vitesse du gaz fixée<sup>6</sup>, avec la concentration de gouttes. A débit liquide fixe, lorsqu'on varie la vitesse, on atomise plus, et l'effet de l'augmentation de la concentration sur la taille masque partiellement l'effet intrinsèque de la vitesse.

Cette dépendance en taille de la vitesse permet d'interpréter, au moins qualitativement, la dépendance en vitesse de la hauteur de stratification, ainsi que de la fraction entraînée. Pour la stratification, la hauteur caractéristique  $H_{car}$  est en  $D_p/u_T$ . Si on suppose que les gouttes suivent la turbulence du gaz,  $D_p$  est attendue en  $DU_G$  (car les fluctuations de vitesse sont approximativement proportionnelles à la vitesse moyenne), et la dépendance en  $d^2$  de la vitesse terminale se traduit en une dépendance en  $U_G^{-2}$ . Au total, on attend une dépendance de  $H_{car}/D$  en  $U_G^{-3}$ , raisonnablement proche de la dépendance en  $U_G^{-2}$  observée sur la figure 3.4. L'évolution de la fraction entraînée nécessite des ingrédients supplémentaires. La concentration stationnaire correspond à un équilibre entre l'atomisation et le dépôt. Selon Pan et Hanratty, les expériences en conduite verticale montrent que le taux d'atomisation (volume de liquide arraché par unité de surface et de temps) varie avec la vitesse comme  $U_G^2/\sigma$ . Le taux de dépôt est proportionnel à la fraction volumique occupée par les gouttes au bord de la couche limite et à la vitesse à laquelle elles traversent cette couche limite. Dans le cas d'un dépôt dominant en bas du tube, cette vitesse est la somme de la vitesse terminale due à la gravité et de la fluctuation turbulente de vitesse. Si on suppose que les gouttes considérées sont assez petites pour que leur vitesse turbulente soit supérieure à leur vitesse de chute, on arrive à la conclusion que la fraction volumique en bas du tube est proportionnelle à  $U_G$ . Le flux liquide local transporté selon l'axe de la conduite est

---

6. Dans ces expériences, les diamètres  $d_{32}$  varient entre 70 et 110  $\mu\text{m}$ , pour des vitesses gaz de 30 à 50  $\text{m.s}^{-1}$ .

donc en  $U_G^2$ . Le flux total est en plus proportionnel à la hauteur de stratification (en  $U_G^{-3}$  d'après le raisonnement ci-dessus, ce qui conduit à la dépendance en  $U^5$  observée expérimentalement. On peut noter que Pan et Hanratty arrivent à ce résultat avec une approche équivalente plus détaillée, mais également avec un argument qualitatif. Cependant, ce dernier argument semble incorrect : ils supposent les gouttes assez grosses pour que leur vitesse de dépôt soit contrôlée par la gravité (donc en  $d^2$ , soit en  $U_G^{-2}$ ). Le flux liquide local (en bas du tube) est alors directement en  $U_G^5$ , mais, dans ces conditions, la stratification est nécessairement importante, et le flux liquide global va varier comme  $U_G^8$ , contrairement à leur conclusion d'un effet en  $U_G^5$ .

Une question intéressante est la distance sur laquelle on établit un profil stationnaire. Intuitivement, on s'attend à ce qu'elle soit de l'ordre du produit de la vitesse axiale par le temps que met une goutte à diffuser sur la hauteur caractéristique, ou à chuter de cette hauteur sous l'influence de la vitesse de dérive due à la gravité (les deux temps sont les mêmes par définition de la hauteur caractéristique). Pour une hauteur caractéristique de 10 mm (nous verrons que c'est un chiffre typique dans nos expériences) et pour une goutte de diamètre 10  $\mu\text{m}$  (chute à 2  $\text{cm.s}^{-1}$ ), le temps de vie de la goutte dans le gaz est de l'ordre de la demi-seconde, correspondant à une longueur de 5 m à une vitesse axiale de 10  $\text{m.s}^{-1}$ . Cette estimation est cohérente avec les premières mesures de transfert thermique sur Cryoloop avec une ligne de 20 m de long, qui avaient donné les mêmes résultats à 10 et 20 m de l'entrée. Notre raisonnement indique cependant que, pour des gouttes de diamètre plus faible, ou des vitesses plus élevées, on pourrait ne pas atteindre le régime stationnaire.

### 3.2.6 Epaisseur de film

L'épaisseur de film déposé par le brouillard en partie supérieure de la conduite a été mesurée par une technique de conductance électrique par Williams et al[24]. La technique n'est sensible qu'au-delà d'une épaisseur de 60  $\mu\text{m}$ , et l'épaisseur mesurée en haut de la conduite varie de 60 à 110  $\mu\text{m}$  pour une vitesse d'air entre 30 et 90  $\text{m.s}^{-1}$ . Baik et Hanratty[34] ont confronté ces mesures d'épaisseur à un modèle de dépôt reliant l'épaisseur au flux déposé<sup>7</sup>. En évaluant théoriquement ce dernier à partir de la mesure expérimentale du flux entraîné sous forme de gouttelettes et d'un modèle de la stratification, Baik et Hanratty prédisent une épaisseur compatible avec les mesures.

---

7. Ce modèle est équivalent, pour le haut du tube, à celui discuté dans le chapitre 7 pour une paroi verticale.

### 3.2.7 *Application à l'hélium*

Si les expériences en eau-air fournissent un cadre de travail, il n'est malheureusement pas possible d'en déduire directement avec certitude, pour l'hélium, des propriétés comme la densité et la taille des gouttes. En effet, ce fluide a des propriétés très différentes d'un système eau-air : très faible tension de surface, faible densité du liquide, faible viscosité du gaz, et donc, nombres de Reynolds élevés, . . . . Il n'est donc pas évident que l'on puisse appliquer les corrélations empiriques établies dans le cas du système eau-air. Il est donc indispensable de recourir à l'expérience pour caractériser l'atomisation dans notre système.

## 4

## CRYOGÉNIE

Ce chapitre, consacré à la cryogénie de l'expérience Cryoloop, décrit d'une part le nouveau réfrigérateur de 400 W et ses performances, d'autre part la ligne d'essais proprement dite.

#### 4.1 *Un réfrigérateur de forte puissance pour l'hélium superfluide*

L'étude d'une large gamme de situations atomisées implique la mise en œuvre d'une ligne d'essais à fort potentiel frigorifique. Cependant, dans leur principe, les expériences menées pendant le "Run II" étaient limitées par plusieurs contraintes, liées d'une part à un fonctionnement en circuit ouvert, et d'autre part à un débit de compression à 1.8 K limité. La ligne était alors alimentée depuis le liquéfacteur du centre, délivrant de l'hélium à 4.4 K. Lors d'une expérience type, les débits d'hélium utilisés (jusqu'à  $7 \text{ g.s}^{-1}$ , capacité maximale du groupe de pompage à 1.8 K) étaient soutirés d'un bidon d'une capacité de 5000 litres. Le fonctionnement en circuit ouvert imposait que tout le liquide soit évaporé en sortie. De tels débits n'étaient compensés que partiellement par la capacité de liquéfaction de  $3.5 \text{ g.s}^{-1}$  (soit  $100 \text{ l.h}^{-1}$ ). Les plages d'étude stables servant aux expériences étaient limitées à une vingtaine d'heures, la durée totale du Run n'excédant pas dix jours. Le coût élevé de ce mode de fonctionnement a fortement conditionné les régimes étudiés. L'exploitation des résultats ayant par ailleurs montré l'intérêt de l'exploration de conditions thermo-hydrauliques nécessitant de plus forts débits, la solution passait par l'utilisation d'un réfrigérateur plus puissant que le liquéfacteur mis en œuvre jusque-là, et le couplage de la boucle d'essais à celui-ci. C'est ce même besoin qui avait conduit le CEA à développer depuis quelques années une station de réfrigération de forte puissance dédiée aux études en hélium à basse température (test d'instrumentation cryogénique, expériences de physique à l'hélium superfluide). L'opportunité de connecter l'expérience Cryoloop à cette station d'essais a motivé et rendu possible une nouvelle série d'expériences qui font l'originalité de cette thèse.



### 4.1.1 Présentation de l'installation

Devenue opérationnelle en 2004, la station d'essais permet de délivrer en continu une puissance frigorifique de l'ordre de 700 W à 4.2 K, ou encore 400 W à la température de 1.8 K. La station 400W@1.8K est constituée d'une enceinte cylindrique de 7 mètres de long et 2 mètres de diamètre, disposée horizontalement. La figure 4.1 est une vue de dessus de la *boîte froide*. Cette partie cryogénique, connectée à une station de compression chaude, renferme la partie du réfrigérateur fonctionnant à basse température (en dessous de la température de 77 K, une circulation d'azote liquide servant au refroidissement des écrans).



FIG. 4.1 – Station d'essais 400W@1.8K . A gauche, vue de dessus de l'enceinte contenant la partie froide de la station de réfrigération, dite *boîte froide*. A droite, vue de la *boîte froide* ouverte. Les parties massives correspondent aux échangeurs de chaleur. L'expérience Cryoloop se situe sur la gauche de la figure : on distingue la cloison de la cahute (érigée pour raisons de sécurité laser) renfermant les principaux appareils de mesure. Les tubes sortants contiennent l'alimentation en hélium de l'expérience et une circulation d'azote liquide. Le retour en hélium diphasique se fait par le tube principal au centre.

Afin de pouvoir conduire des opérations d'entretien, de modification ou de réparation, l'intérieur de la boîte est accessible, à chaud, par ses deux extrémités amovibles (la figure 4.1b montre la boîte froide ouverte), et trois trous d'homme latéraux peuvent également être utilisés pour connecter les expériences à la station. Les vannes froides, les compresseurs froids, la turbine et le détendeur à piston sont localisés dans la partie haute de la boîte, au niveau de la plate-forme

d'accès. La zone froide est isolée du rayonnement à 300 K par des couches de superisolant et par un écran en cuivre refroidi à la température de l'azote liquide.

Pour des questions de sécurité et de niveau de bruit, la partie compression "chaude" de la station est située dans un bâtiment séparé. Celle-ci est constituée de deux compresseurs à vis connectés en parallèle, opérant dans les domaines BP et HP (Basse Pression : 1 atm, Haute Pression : 16 bar) pour un débit total de  $72 \text{ g.s}^{-1}$ . Un déshuileur est installé en sortie de station de compression pour assurer la pureté de l'hélium dans le reste du circuit. Par ailleurs, la partie TBP (Très Basse Pression), permettant d'atteindre la température de 1.8 K, c'est-à-dire une pression au niveau du bain saturé de 16.4 mbar, consiste en la mise en série d'un train de compresseurs froids cryogéniques et d'une pompe à anneau liquide (PAL). Cette dernière assure le dernier étage de recompression avec une pression d'entrée de 120 mbar à  $20 \text{ g.s}^{-1}$  et une pression de sortie constante égale à 1 bar. Le schéma de principe complet commenté de la station de réfrigération ainsi que ses performances sont détaillés dans l'article [38].

Le schéma 4.2 situe ces éléments actifs dans le fonctionnement global de la station de réfrigération.

La *boîte froide* comporte les éléments froids suivants :

- les deux étages centrifuges de compression, NFP100 et NPF200,
- le détendeur à piston,
- la turbine,
- les échangeurs à contre courant HX0 à HX7
- les deux séparateurs de phase NS1 à 4.5 K et NS2 à 1.8 K (volumes de stockage respectifs 200 et 110 litres).

Avant de débiter la mise en froid de la station, il est nécessaire d'obtenir un vide d'isolement de quelques  $10^{-5}$  mbar. Le prépompage est assuré par une pompe primaire de forte capacité. A partir de  $10^{-3}$  mbar environ, une pompe turbomoléculaire prend le relais. Après mise en marche de la circulation d'azote le niveau de vide d'isolement atteint de l'ordre de  $10^{-7}$  mbar par cryopompage.



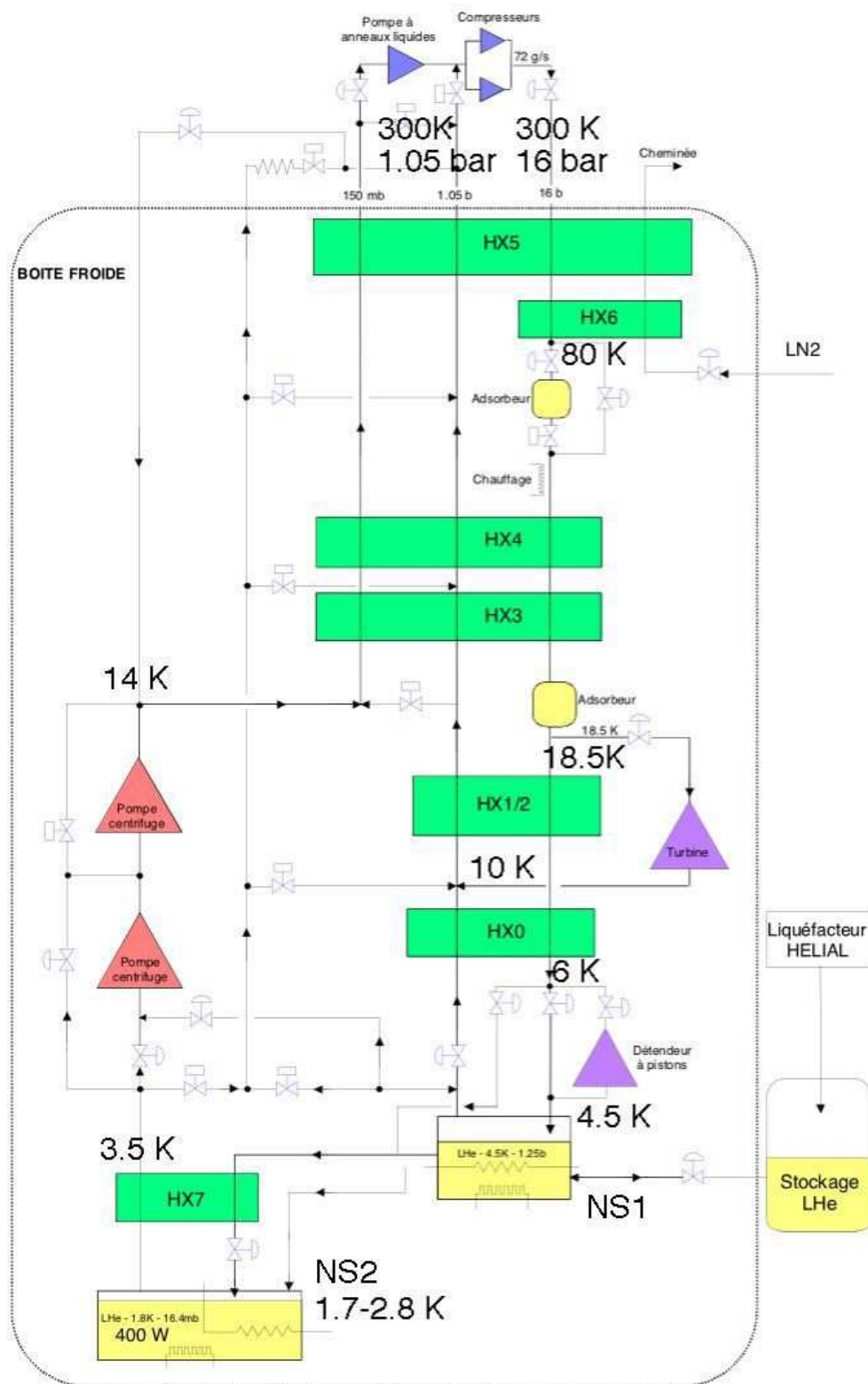


FIG. 4.2 – Diagramme de fonctionnement de l'installation 400W@1.8K

Le processus de refroidissement jusqu'à 80 K commence par un échangeur à azote liquide (HX6). La descente en température se poursuit à la traversée des échangeurs HX4 et HX3. Environ  $30 \text{ g.s}^{-1}$  de gaz sont alors dérivés vers la turbine (température d'entrée environ 20 K, de sortie environ 10 K) pour ensuite remonter dans l'échangeur HX1/2. Le reste est liquéfié à 4.5 K soit par l'intermédiaire d'une détente Joule-Thomson (J-T), soit *via* une détente avec extraction du travail au travers du détendeur à piston. A partir de NS1,  $20 \text{ g.s}^{-1}$  de vapeur retournent à travers les échangeurs vers la PAL. Le refroidissement des derniers  $20 \text{ g.s}^{-1}$  jusqu'à 1.8 K est obtenu par le passage du liquide dans l'échangeur à contre-courant HX7, suivi d'une détente vers le bidon aval, NS2, travers une vanne J-T<sup>2</sup>. Le bidon NS2 contient donc une réserve de liquide à saturation à 1.8 K. Le retour de l'hélium évaporé par la puissance dissipée à 1.8 K se fait à travers l'échangeur HX7 (sortie à 3.5 K), puis les deux pompes centrifuges (sortie à 14 K), et les échangeurs qui permettent de récupérer l'enthalpie des vapeurs froides. Une fois revenu à température ambiante, l'hélium est recomprimé par la PAL et les compresseurs jusqu'à 16 bar, ce qui ferme le cycle.

#### 4.1.2 Performances

Le point de fonctionnement nominal de la station 400W@1.8K consiste en la production en continu d'un débit d'hélium superfluide à 1.8 K représentant 400 W de puissance frigorifique à cette température. Etant donnée la valeur de la chaleur latente de l'hélium à 1.8 K ( $23 \text{ Jg}^{-1}$ ), ce débit liquide est environ de  $17.4 \text{ g.s}^{-1}$ . Le point de fonctionnement nominal a été obtenu peu avant les expériences Cryoloop III de l'hiver 2004, moyennant un appoint minime de liquide (environ  $1.6 \text{ g.s}^{-1}$  de liquide à 4.5 K). Les expériences Cryoloop III ont été l'occasion de valider le fonctionnement de la station sur de longues périodes, notamment en utilisant un mode "veille", qui évite de repasser entre chaque journée d'expérience à 1.8 K par la phase de remplissage du séparateur de phase NS2, et ainsi d'économiser un temps précieux sur la durée effective de travail. Dans ce mode, les séparateurs NS1 et NS2 sont maintenus remplis à 4.2 K, à la pression atmosphérique. Le retour se fait directement vers les compresseurs chauds, sans passer par les compresseurs centrifuges froids et la PAL, qui sont arrêtés.

La courbe d'assèchement correspondant au fonctionnement à 400 W ( $17.5 \text{ g.s}^{-1}$  de liquide à 1.8 K) est représentée sur le diagramme Température - Vitesse vapeur de la figure 4.3. Elle délimite le domaine accessible à niveau liquide massif non nul (situé sous la courbe d'assèchement). La comparaison au domaine accessible dans les conditions expérimentales de la thèse d'Em-

---

2. Un appoint liquide peut être réalisé depuis le bidon de stockage du liquéfacteur vers NS1 lorsqu'on souhaite des débits à 1.8 K supérieurs à  $20 \text{ g.s}^{-1}$ .

manuelle Di Muoio (140 W soit  $7 \text{ gs}^{-1}$  de liquide à 1.8 K) permet de mieux réaliser le bénéfice considérable du raccordement de Cryoloop à la station du CEA. On se rend compte de l'importance de l'extension des vitesses vapeurs et températures accessibles. En particulier, apparaît clairement le fait que l'accès au domaine de l'hélium normal ( $T > 2.17 \text{ K}$ ) en situation atomisée ( $U_{GS} > 4 \text{ ms}^{-1}$  environ) devient possible alors qu'il ne l'était pas lors des expériences précédentes.

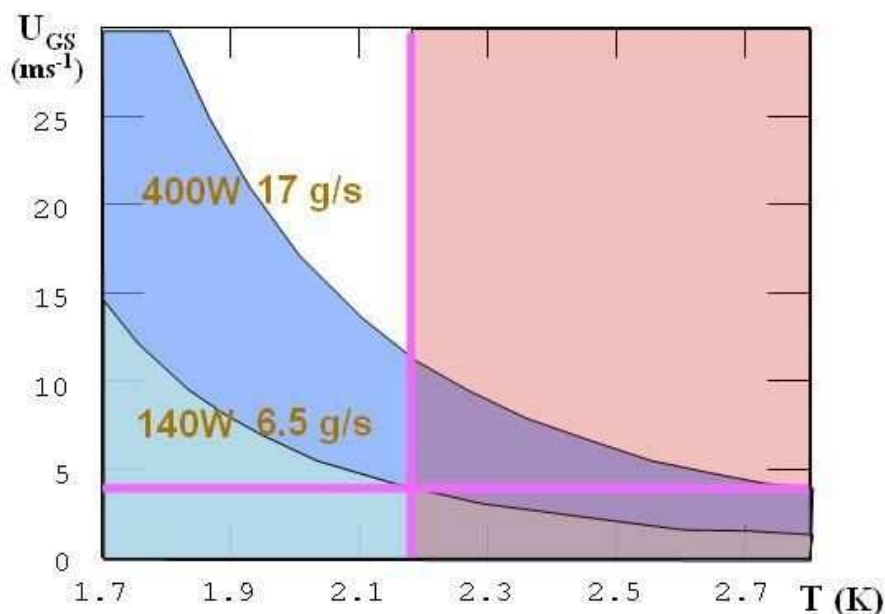


FIG. 4.3 – Diagramme Température - Vitesse Gaz des domaines expérimentaux accessibles grâce au raccordement à la station 400W. Courbe du haut : limite d'assèchement à 400 W (Cryoloop III) ; courbe du bas : limite d'assèchement à 140 W (Cryoloop II). La limite normal/superfluide est signalée par la ligne verticale  $T_\lambda$ , et la limite approximative d'apparition de l'atomisation, par la ligne horizontale à  $4 \text{ ms}^{-1}$ .

## 4.2 La ligne d'essais Cryoloop

### 4.2.1 Caractéristiques

Le passage d'une ligne d'essais alimentée soutirant de l'hélium depuis le bidon principal du liquéfacteur vers une ligne d'essais fonctionnement en quasi-autonomie a été une évolution essentielle de mon travail, permettant des prolongements importants du travail de la thèse d'E. di Muoio. Le cryostat de la ligne de mesure Cryoloop a une longueur totale d'environ 12 m, les dix premiers mètres (soit 250 fois le diamètre de la conduite) étant dédiés à l'établissement de l'écoulement. Cette première partie, située à l'extérieur du bâtiment, est présentée sur la figure 4.4. La zone de mesure occupe les deux derniers mètres du cryostat, avant son raccordement au réfrigérateur 400 W. Située juste à l'intérieur du bâtiment, elle est isolée dans une cahute spécialement édifiée

pour des raisons de sécurité liées à l'utilisation d'instruments mettant en jeu des lasers.



FIG. 4.4 – Vues du cryostat renfermant la ligne de mesure. Le sens de l'écoulement est indiqué. La photo du haut montre la partie amont de la ligne: on y distingue la boîte amont, où sont générés les écoulements diphasiques à partir d'un débit liquide, par application d'une puissance d'évaporation, ainsi que deux des piliers de maintien permettant le réglage de l'inclinaison de la ligne. Sur la photo du bas, on voit la partie située en aval de la portion de la ligne dédiée à l'établissement des conditions: la salle de mesures est située derrière la fenêtre, au fond de l'image.

L'hélium liquide est acheminé à contre-courant dans le cryostat de Cryoloop grâce à un tuyau parallèle à la conduite principale. Arrivé à l'entrée de la conduite, il se déverse dans un récipient. La création du titre massique vapeur, c'est-à-dire le rapport entre les débits massiques vapeur et total, est réalisée dans cette boîte par application d'une puissance de chauffage  $W_1$ . Une plaque de cuivre sert à répartir le chauffage qui provient d'une résistance Minco réglée.

Le titre massique vapeur est ainsi fixé, ce qui revient donc à simuler l'état de l'écoulement à une abscisse donnée de la ligne du LHC, la puissance  $W_1$  correspondant à la charge thermique à extraire, intégrée jusqu'à la dite abscisse. Ce titre, fixé en entrée, va rester pratiquement identique tout le long du cheminement du fluide dans la conduite, à ceci près qu'il absorbe, d'une part les pertes thermiques du cryostat, intégrées sur l'ensemble de son trajet, et d'autre part les puissances injectées volontairement au niveau des détecteurs visant à établir un diagnostic thermique de l'écoulement.

Le débit total de fluide en circulation est contrôlé par l'intermédiaire d'un débitmètre Coriolis ayant une gamme de mesure limitée à  $20 \text{ g.s}^{-1}$ . Les débits supérieurs sont connus avec une

bonne précision par l'intermédiaire de la mesure du débit pompé par la PAL. Cela se produit notamment lorsqu'on travaille avec un appoint depuis le liquéfacteur, pour les points en fluide normal.

#### 4.2.2 *Principe de fonctionnement enthalpique*

La boucle Cryoloop est alimentée à partir du réfrigérateur 400 W au niveau d'un des trous d'hommes. Le liquide injecté est prélevé à partir du séparateur NS1 et le mélange liquide-vapeur en sortie de conduite se déverse dans le séparateur NS2.

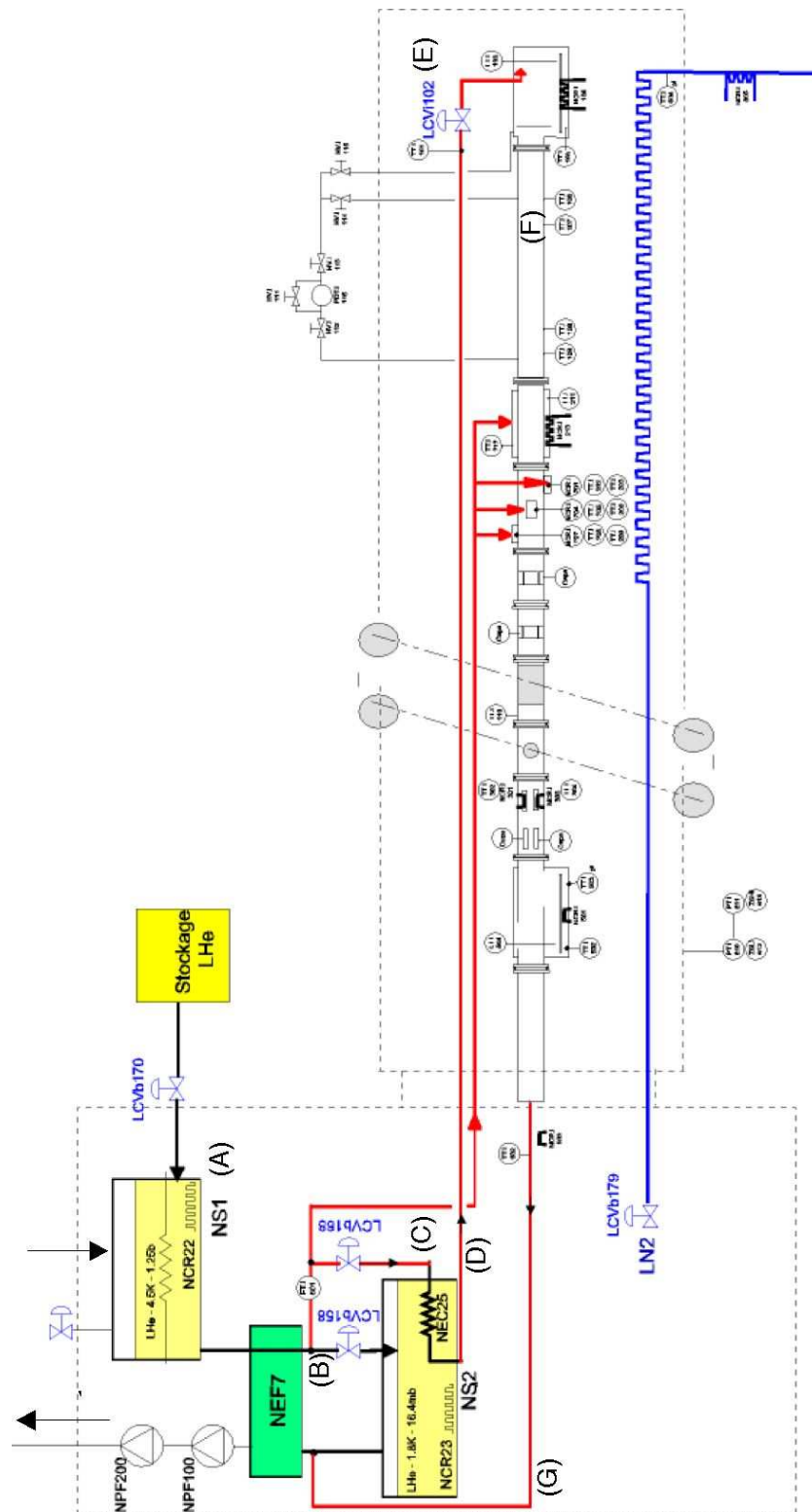


FIG. 4.5 – Schéma de principe de la connexion de l'expérience Cryoloop au réfrigérateur 400 W. Les lettres entre parenthèses correspondent aux différents points du diagramme de Mollier 4.6. L'échangeur NEF7 est celui dénommé HX7 sur la figure 4.2.

La figure 4.5 propose un schéma simplifié de la boucle d'essais, limitée dans la partie amont au séparateur de phase NS1 ( $T=4.5$  K) et dans sa partie aval au train de compresseurs. Les points caractéristiques remarquables sont repérés par leurs valeurs de pression et enthalpie ( $P, H$ ) sur le diagramme de Mollier 4.6. En parcourant le cycle depuis le point *A*, la température est de 4.2 K sous 1 bar, correspondant au soutirage du liquide depuis le bidon NS1. Le fluide prélevé circule ensuite dans l'échangeur à contre-courant HX7 (ou NEF7 selon, la figure), dans lequel la source froide est constituée par les vapeurs remontant du bidon aval, NS2, renfermant une réserve de liquide à saturation à 1.8 K. En sortie d'échangeur (point *B*), la pression est toujours de 1 bar mais la température a chuté jusqu'à  $T_\lambda$ , limite au-delà de laquelle la conduction dans le superfluide empêche tout abaissement de la température dans l'échangeur au design compact de la station d'essais. Ensuite, le fluide subit une détente Joule Thomson, quasi-adiabatique, à travers la vanne J-T dont la fonction est de contrôler le débit massique total alimentant la ligne. Au cours de cette détente, on a pratiquement suivi l'isotherme  $T_\lambda$ , et la pression résiduelle en *C* est de quelques dizaines de millibars. Le circuit se poursuit par un passage dans l'échangeur de sous-refroidissement immergé dans le pot NS2, si bien qu'en *D* la température n'est plus que légèrement supérieure à 1.8 K. L'hélium est alors acheminé jusqu'en entrée de ligne (*E*) où il subit une dernière détente J-T pour atteindre l'état saturé à une température  $T$  d'environ 1.8 K. Compte tenu du sous refroidissement initial, le phénomène de flash est limité, c'est-à-dire que la détente produit essentiellement du liquide (titre en vapeur presque nul). Le liquide accumulé dans la boîte de "création de titre" est finalement partiellement évaporé par l'application de la puissance de chauffage  $W_1$ . Le titre massique définit la position du point *F* sur le diagramme.

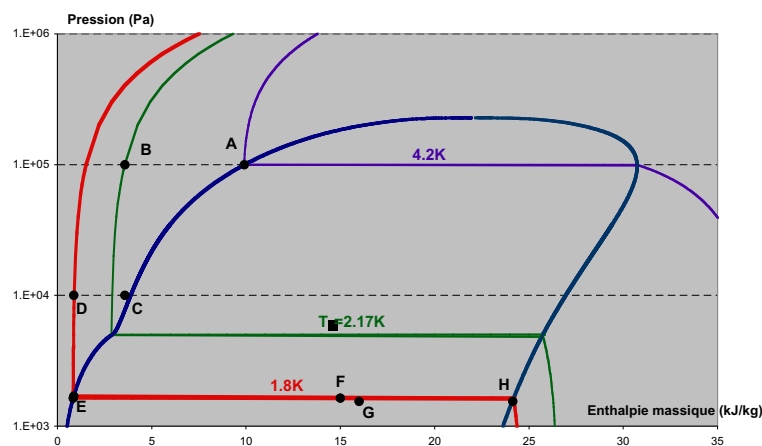


FIG. 4.6 – Diagramme de Mollier représentant les points principaux de la boucle

La mise en mouvement de l'écoulement diphasique résulte de la différence de pression, et donc de température qui se crée entre le fluide au niveau de la boîte de création de titre et en sortie où la pression (donc la température) est la plus basse. Des pertes thermiques réparties sur la



ligne, avec en particulier un excédent de charge thermique imposée au niveau des différents dispositifs expérimentaux contribuent à modifier le titre, nous amenant le fluide au point  $G$ , de pression légèrement inférieure et d'enthalpie supérieure, en comparaison avec les caractéristiques du point  $F$ . Enfin, le liquide est récupéré en sortie de ligne dans la boîte de décantation, la vapeur et une partie des gouttelettes continuant directement leur chemin vers l'échangeur aval HX7. Dans cette boîte (visible sur la figure 5.2), une résistance de chauffage délivrant la puissance  $W_2$  régule le niveau liquide (mesuré grâce à une sonde supraconductrice) à la valeur de consigne imposée par l'utilisateur et assure donc l'évaporation de l'excédent de liquide (point  $H$ ). Ainsi, au point  $I$  (à l'exception, comme nous l'avons dit, des gouttelettes n'ayant éventuellement pas été évaporées à ce stade), on est totalement en phase vapeur, et on rejoint le circuit de retour du réfrigérateur 400 W décrit ci-dessus.

Outre le gain en débit, et la possibilité de fonctionner en continu, une amélioration importante par rapport aux premières expériences Cryoloop est le fait que le décanteur NS2 est alimenté en liquide non seulement par le retour de Cryoloop, mais aussi à partir de NS1. Il est donc possible de réguler le niveau de NS2 jusque dans une situation de ligne quasi-asséchée, i.e. lorsque le liquide est presque entièrement évaporé en entrée de ligne. Nous avons mis à profit cette possibilité lors de nos expériences.

### 4.2.3 Pertes thermiques

Au sein du cryostat Cryoloop, la conduite renfermant l'écoulement, les éléments d'insertion, ainsi que le tuyau d'amenée en hélium liquide, sont à une température de l'ordre de 1.8 K. Tout cette partie du système, travaillant à très basse température, est isolée par une garniture superisolante multicouche. Un écran constitué d'une double paroi inox (réalisée à l'aide de deux tubes concentriques) contenant de l'azote liquide en circulation forcée, a pour rôle de faire barrage au rayonnement à 300 K. Les quelques jonctions mécaniques nécessaires au positionnement relatif du tube et de l'écran sont réalisés en verre époxy dont la conductivité thermique est extrêmement faible. Enfin, le vide d'isolement régnant dans toute l'enceinte de cryostat joue un rôle fondamental dans l'isolation, en évitant tout échange par conduction. Malgré toutes ces précautions, des pertes thermiques résiduelles demeurent.

L'analyse des données du système, et le calcul de certains paramètres caractéristiques tels que la vitesse superficielle vapeur, nécessitent de quantifier ces pertes thermiques (notées par la suite  $W_{pertes}$ ), qui sont indépendantes du débit et dépendent principalement de la qualité de l'isolation thermique de la ligne. Peuvent ainsi être incriminés différents facteurs : qualité du



vide d'isolement, , apport de puissance par conduction à travers les fils de mesure, conduction thermique dans les écarteurs, et surtout "étanchéité" de l'écran à 80 K vis-à-vis du rayonnement. On peut estimer ces pertes grâce un bilan énergétique sur le circuit du fluide, dont les principaux paramètres sont représentés sur la figure 4.7.

Pour un débit total liquide injecté  $\dot{m}_L$  et une puissance de création de titre  $W_1$ , le débit liquide injecté dans la ligne est  $\dot{m}_L - (W_1 + W_{flash})/L_{sat}$ , où, par définition de  $W_{flash}$ ,  $W_{flash}/L_{sat}$  est le débit liquide transformé en vapeur lors de la détente isenthalpique à travers la vanne J-T. Lorsqu'on régule le niveau du bain NS2 par la puissance  $W_2$ , on évapore l'ensemble de ce débit liquide, à l'exception des gouttes qui partiraient directement dans l'échangeur HX7. En dessous du seuil d'atomisation, c'est-à-dire si  $W_1 = 40$  W (environ), ce débit de gouttes est nul et  $(W_{pertes} + W_{flash}) = \dot{m}_L/L_{sat} - (W_1 + W_2)$ .  $W_{flash}$  étant proportionnel au débit (le flash produit un titre fixe en vapeur), si on reporte  $(W_{pertes} + W_{flash})$  en fonction du débit total de fluide pour différents débits totaux (et pour différentes températures de travail), on obtient en principe une droite dont l'ordonnée à l'origine est  $W_{pertes}$ . En pratique, les expériences précédentes, dont celle de janvier 2004, donnent un faisceau de points, correspondant à des pertes thermiques globales de l'ordre de 10 W (soit environ 1 W par mètre de ligne).

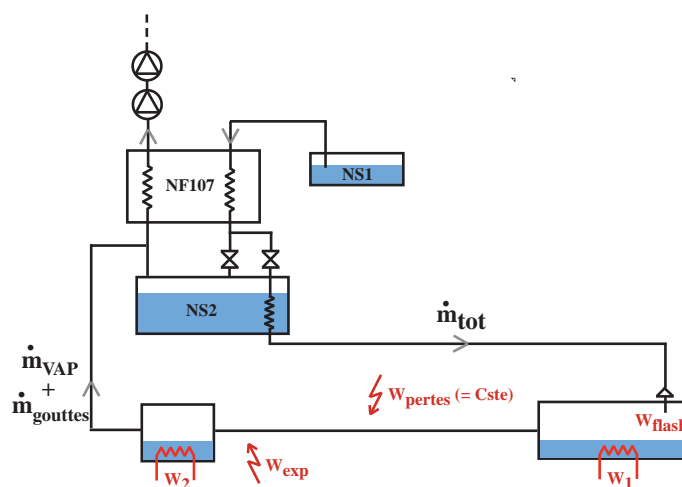


FIG. 4.7 – Schéma récapitulatif des différences puissances jouant un rôle dans l'expérience. Les pertes thermiques systématiques globales, dues aux défauts d'isolement du système ont pour valeur  $W_{pertes}$ . La puissance de "création de titre",  $W_1$ , sert à évaporer une partie du débit liquide incident  $\dot{m}_{tot}$ , afin de créer un écoulement diphasique de titre donné.  $W_{exp}$  est la puissance appliquée ponctuellement au niveau des différents instruments de caractérisation de l'échange thermique qui le nécessitent (et est nulle dans les expériences servant à déterminer les pertes). Enfin, la puissance  $W_2$  est injectée dans la boîte de décantation afin de ne renvoyer que de la vapeur vers les compresseurs froids.

---

# 5

---

## INSTRUMENTATION

---

Le but de la nouvelle série d'expériences Cryoloop présentée dans cette thèse est d'établir le lien entre l'atomisation et l'amélioration du transfert thermique en paroi via le dépôt d'un film liquide. Pour cela, nous avons utilisé :

- des mesures optiques pour caractériser le brouillard dû à l'atomisation.
- des mesures capacitives pour détecter le film déposé en surface par le brouillard.
- des capteurs thermiques locaux pour mesurer le pouvoir frigorifique du brouillard.
- la boîte de Kapitza pour caractériser le transfert thermique global.

Ce chapitre est consacré à l'instrumentation développée et utilisée dans nos expériences. Dans un premier temps, nous donnons une vision globale des objectifs et des principes des différentes mesures thermiques, optiques, et capacitives. Puis nous discutons les capteurs utilisés pour caractériser les différents paramètres thermohydrauliques de contrôle de l'écoulement. Enfin, la dernière partie du chapitre décrit en détail la conception, la calibration, et la caractérisation des différents capteurs, et les problèmes qui leur sont associés. Le lecteur surtout intéressé par les résultats pourra sauter cette partie.

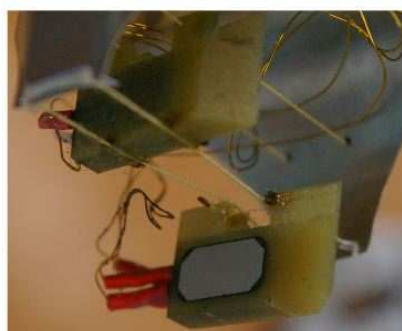
### 5.1 *Vue d'ensemble des diagnostics*

La figure 5.1 présente l'ensemble des dispositifs utilisés. Leur répartition dans la ligne des différents diagnostics est schématisée figure 5.2

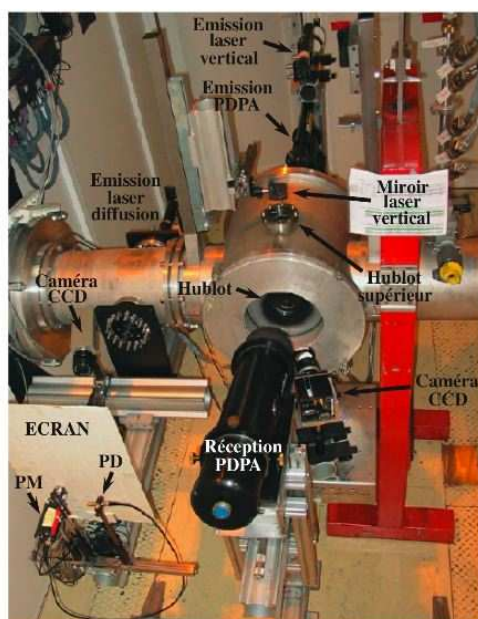
## Les diagnostics de Cryoloop



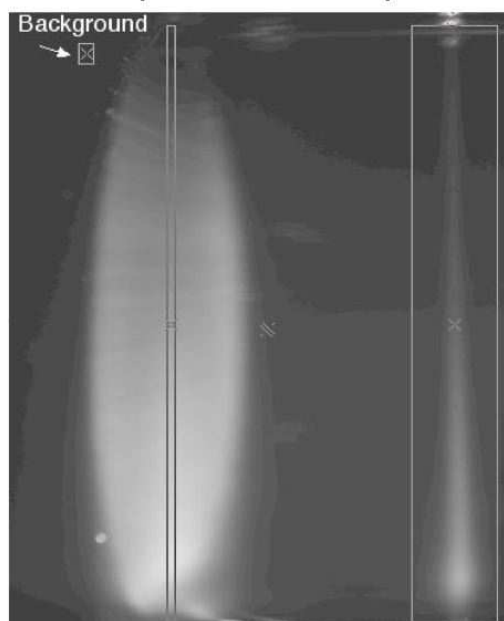
Boîte à résistance  
de Kapitza



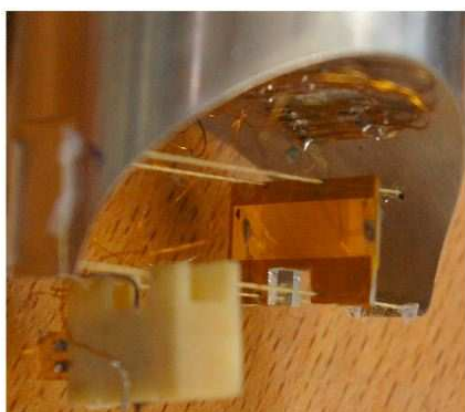
Drapeaux thermiques



Secteur optique



Diffusion de la nappe  
et du laser vertical



Drapeau capacitif



Capacités pariétales

FIG. 5.1 – Vue d'ensemble des capteurs utilisés.

### 5.1.1 Détecteurs thermiques

#### *Boîte à résistance de Kapitza (BARK)*

La boîte à résistance de Kapitza permet de simuler la charge thermique induite par un aimant, dans une configuration semblable à celle du LHC : de l'hélium pressurisé est enfermé dans une enceinte entourant le tube échangeur sur une longueur de 40 cm. L'échange thermique en paroi est caractérisé par la mesure de la variation de la différence de température entre l'enceinte extérieure et l'écoulement interne, en fonction de la puissance de chauffage injectée.

En l'absence de brouillard, l'échange (en  $W.K^{-1}$ ) est proportionnel à la surface mouillée par le liquide massif. En présence d'atomisation, l'échange est supérieur, grâce à la présence du film déposé, mais se détériore à forte puissance injectée, lorsque le film est évaporé.

#### *Drapeaux thermiques*

Les drapeaux thermiques permettent de mesurer le transfert thermique entre une paroi isolée et le brouillard. Il s'agit d'éléments chauffants suspendus dans la conduite, dont on mesure la température en fonction de la puissance appliquée. En présence de brouillard et à faible puissance injectée, ces capteurs sont recouverts d'un film liquide, et leur caractéristique température-puissance est identique à celle mesurée lorsqu'ils sont immergés dans du liquide. Au-delà d'une puissance critique, leur température s'élève brutalement, marquant l'évaporation complète du film. La mesure de la puissance critique donne le flux de liquide incident sur le capteur, qui dépend de la densité du brouillard, de la taille des gouttes le constituant, et de leur vitesse d'impact. Un des buts de cette thèse est de relier cette puissance aux caractéristiques du brouillard, mesurées optiquement.

### 5.1.2 Détecteurs optiques

La détection optique permet de caractériser l'écoulement, et en particulier le brouillard, de façon non intrusive.

Une partie du tube échangeur est constituée par un tube de verre. On peut ainsi observer l'écoulement liquide et caractériser le brouillard par des mesures de diffusion : un éclairage par une nappe verticale se propageant horizontalement donne accès à la répartition du brouillard dans une section de la conduite. Dans le régime de l'optique géométrique, où nous nous trou-

vons, la quantité mesurée est proportionnelle à la densité interfaciale des gouttes. Un éclairage par un laser vertical permet une mesure complémentaire du profil vertical de densité interfaciale, le long d'un diamètre vertical. La validité du régime de l'optique géométrique est contrôlée par la mesure de la dépendance angulaire de l'intensité diffusée aux petits angles de diffusion.

Ces mesures ne donnent pas accès à la taille des gouttes, ni à leur vitesse, donc ne permettent pas d'évaluer le flux de liquide transporté. Pour cela, nous utilisons un Phase Doppler Particle Analyser (PDPA), qui permet de mesurer simultanément la statistique de taille et de vitesse des gouttes individuelles.

### 5.1.3 Capteurs capacitifs

Les épaisseurs de film déposé par le brouillard, comme le niveau de liquide massif dans la conduite, sont mesurés par des capteurs capacitifs surfaciques. Ces capteurs sont constitués d'électrodes planes déposées en forme de peignes en regard sur des support plastiques souples, collés sur les parois. Leur capacité est sensible à la présence de liquide sur le support.

En régime de film, la capacité dépend de l'épaisseur du film, tant que son épaisseur reste inférieure à l'espace interélectrodes (de 30 à 100  $\mu\text{m}$  selon les capteurs). On peut ainsi mesurer des épaisseurs de quelques microns à quelques dizaines de microns, soit sur les parois de la conduite, soit sur des capteurs suspendus semblables aux drapeaux thermiques, et voir comment elle est corrélée à la densité du brouillard en regard.

En régime massif, la capacité dépend de la surface couverte par le liquide. On peut donc utiliser ce type de capteur pour mesurer et réguler le niveau de liquide massif dans la conduite. Trois sections de la conduite sont équipées de tels détecteurs capacitifs

- le premier élément de conduite, déjà mis en œuvre lors des précédentes expériences, comporte quatre capteurs quadrants de gap 100  $\mu\text{m}$ , collés sur le pourtour de la paroi interne de la conduite. Le capteur le plus bas est principalement sensible au liquide massif et permet la localisation du niveau de l'interface. Les deux capteurs latéraux permettent de détecter un film (ou, quand il est assez haut, le niveau massif). Le dernier détecte le film dans le quart supérieur de la conduite.
- le second élément reprend le même principe, avec des capacités de gap plus faible (30 et 50  $\mu\text{m}$ ) pour être plus sensibles au film déposé. Leur extension spatiale plus faible (chacun couvre environ 5% de la circonférence du tube), permet de déterminer les caractéristiques

du film de façon plus localisée que les quadrants.

- le dernier élément consiste en un condensateur collé sur une plaque d'aluminium, suspendue dans l'écoulement à l'instar des "drapeaux" thermiques décrits précédemment. Ce "drapeau" capacitif permet de mesurer les caractéristiques du film imputable au brouillard sans être sujet au ruissellement du film situé à des altitudes supérieures.

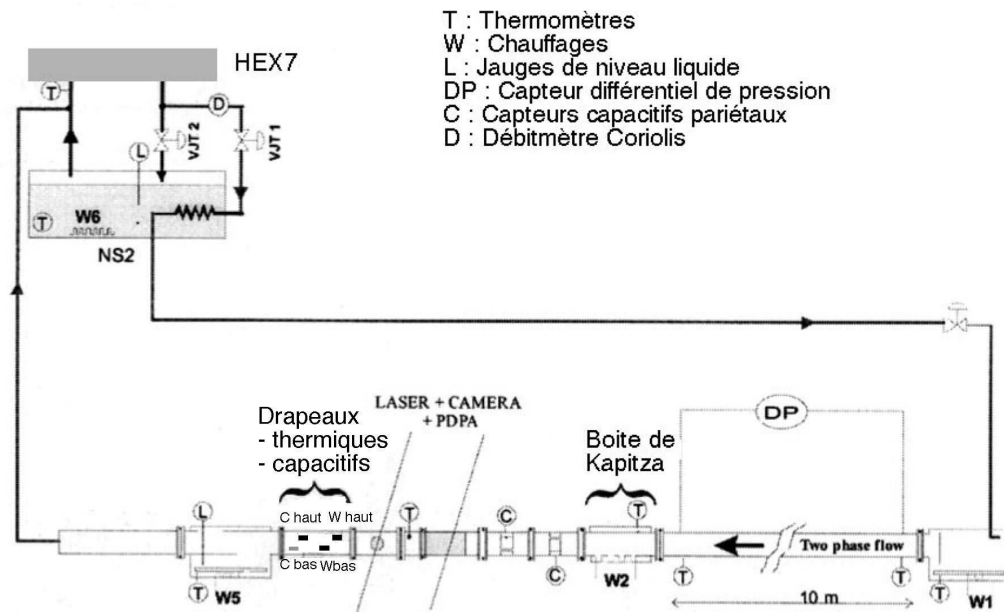


FIG. 5.2 – Emplacement des différents diagnostics.

## 5.2 Mesure des principales caractéristiques de l'écoulement

L'étude expérimentale des écoulements diphasiques d'hélium dont il est question dans ce manuscrit passe par la quantification précise des différents paramètres thermohydrauliques qui les caractérisent. Les paramètres "primaires" qui définissent une configuration d'écoulement sont dans notre cas :

- la température de travail, fixée par la pression d'aspiration
- le débit total liquide injecté en tête de ligne,
- la puissance d'évaporation appliquée en tête de ligne

A partir de ces paramètres de contrôle, on calcule directement les paramètres thermohydrauliques locaux : débit, densité, vitesse superficielle de la vapeur (définie ci-dessous) et débit du liquide dans la ligne (la densité du liquide est essentiellement constante dans la gamme de températures explorée). Ces paramètres fixent à leur tour le niveau et la vitesse du liquide "massif" s'écoulant



au fond de la ligne, ainsi que le profil de vitesse vapeur, mais on ne peut déterminer théoriquement ces quantités sans un modèle de l'interaction entre les écoulements vapeur et liquide. Il faut donc les mesurer directement.

### 5.2.1 Température de travail

La ligne d'essais comporte une série de thermomètres, regroupés par paires afin de disposer d'une mesure même en cas de défaillance éventuelle de l'un des capteurs. Installés à l'intérieur de petites cavités en fond de conduite afin d'assurer leur immersion permanente, ils sont répartis à des positions-clés :

- en début de ligne, juste en aval de la boîte de création de titre,
- à l'entrée du secteur de mesure,
- en fin de ligne, au niveau de la boîte de récupération du liquide.

Aux pertes de pression le long de la ligne est associée, si l'on considère des conditions de saturation, une variation correspondante de la température qui décroît d'amont en aval. La température de travail à laquelle nous ferons référence dans cet exposé est celle mesurée à l'entrée du secteur expérimental. Elle est notée  $T_L$ .

### 5.2.2 Débit total

Le débit total injecté est mesuré par un débitmètre Coriolis (photo 5.3) situé après l'échangeur HX7 (figure 5.2). Cet appareil sature à  $20 \text{ g.s}^{-1}$ . Les débits supérieurs sont mesurés sur le retour gazeux, à partir de la pression de la pompe à anneau liquide<sup>2</sup>. Cette dernière quantité est

### 5.2.3 Vitesse vapeur

La vitesse de la vapeur peut être caractérisée par sa moyenne, la vitesse débitante  $U_G$ , égale au rapport du flux de vapeur à la section de passage. Cette quantité dépendant du niveau liquide, on préfère cependant utiliser la vitesse superficielle  $U_{GS}$ , c'est-à-dire la vitesse qu'aurait la vapeur si elle circulait seule dans la conduite occupant l'entière section du tube. Dans nos

---

2. On mesure alors la somme du débit injecté dans la ligne et de celui injecté dans la boîte NS2 pour maintenir son niveau constant. Ce dernier, qui compense l'évaporation due à la chaleur libérée dans l'échangeur interne, est calculable à partir du débit dans Cryoloop et de la connaissance des températures d'entrée ( $T_\lambda$ ) et de sortie ( $T_{sat}$ ) de l'échangeur. En pratique, nous n'avons utilisé d'aussi forts débits que pour les points en fluide normal, pour lesquels l'évaporation est de toute façon négligeable devant le débit de Cryoloop.



FIG. 5.3 – Le débitmètre Coriolis utilisé pour mesurer le débit total d'hélium liquide injecté.

écoulements, le liquide n'occupe qu'une très faible fraction de la section du tube, et les deux vitesses sont voisines.

La vitesse superficielle est déterminée à partir de la puissance globale ayant produit l'évaporation. Cette dernière est la somme de la puissance appliquée en tête de ligne et des pertes en amont de la section de mesure (compte tenu de la pression en amont de la vanne JT, le flash est négligeable). Ces pertes thermiques  $W_{pertes}$ , discutées dans la partie descriptive de la ligne de mesure, sont prises égales à 10 W tout au long de cette étude. A partir de l'expression de la puissance globale injectée dans la ligne  $W_1 + W_{pertes} = \dot{m}_G \cdot L_{sat}$  (avec  $L_{sat} = H_L - H_G$ , la chaleur latente par unité de masse) et du débit massique vapeur  $\dot{m}_G = \rho_G \cdot U_{GS} \cdot S$ , on obtient :

$$U_{GS} = (W_1 + W_{pertes}) / (\rho_G \cdot S \cdot L_{sat}) \quad (5.1)$$

Cette équation permet de calculer la puissance à appliquer pour obtenir une vitesse superficielle donnée. On peut contrôler le résultat à l'aide du PDPA, qui mesure la vitesse locale des gouttes du brouillard. Nous verrons expérimentalement que le glissement des gouttes par rapport à la vapeur est négligeable, si bien que le PDPA permet d'accéder à la vitesse locale de la vapeur. La figure 5.4 présente ainsi la relation entre la vitesse superficielle vapeur  $U_{GS}$ , calculée pour  $W_{pertes}=10$  W, et la vitesse des gouttes mesurée au centre de la conduite,  $U_{PDPA,C}$ .

La vitesse au centre de la conduite est systématiquement 10 % supérieure à la vitesse superficielle vapeur calculée, du fait de la forme du profil de vitesses dans la vapeur, qui atteint son maximum près du centre du tube. Néanmoins, les deux quantités sont bien corrélées, ce qui nous



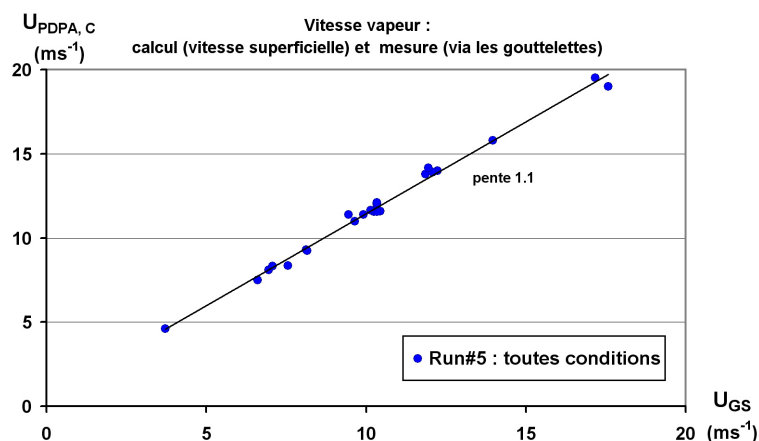


FIG. 5.4 – Vitesse superficielle vapeur et vitesse des gouttes mesurées au PDPA, pour l'ensemble des conditions explorées.

permet d'utiliser  $U_{PDPA,C}$  comme paramètre de contrôle de  $U_{Gs}$ .

### 5.2.4 Mouillage en paroi

Le mouillage de la paroi par le "corps" de l'écoulement liquide circulant au fond de la conduite est mesuré grâce à une sonde capacitive ( $C3$ ) qui recouvre le quart inférieur d'une section de la conduite. Le mouillage mesuré, noté  $M_{CB}$ , est exprimé en pourcentage de la surface de ce capteur couverte par le liquide. Le quadrant concerné couvrant environ un quart du périmètre du tube (29.4 mm sur les 125.7 mm de circonférence totale, soit 23.4 %), la fraction mouillée globale est environ le quart de  $M_{CB}$ <sup>3</sup>. Nous quantifierons en général ce niveau en termes de  $M_{CB}$  parce que, sauf pour les points à très haut niveau, c'est cette quantité que nous avons contrôlée en temps réel pendant les expériences.

### 5.2.5 Mesure des pertes de pression

Les pertes de pression sont déterminées suivant deux méthodes. La première est basée sur la mesure directe d'un capteur différentiel de pression, dont les piquages sont placés aux bornes des 10 m de ligne servant à établir l'écoulement (hors zone de mesures, voir figure 5.2). La seconde méthode repose sur le fait que chacun des piquages est doublé de deux thermomètres situés en regard (piquages situés en haut du tube, thermomètres correspondants dans des "puits" en partie basse de la conduite, immergés dans le liquide). Le superfluide étant isotherme transversalement

3. Par exemple, lorsque la capacité est juste entièrement couverte, environ 25% de la conduite sont mouillés. Au-delà, nous utilisons le signal d'une seconde sonde capacitive, juxtaposée à  $C3$ , pour déterminer le niveau.

à la conduite, et la pression locale étant égale à la pression de saturation à la température locale, on peut calculer les pressions correspondantes  $P_{sat}(T_i)$ , et ainsi obtenir une deuxième estimation des pertes de pression.

## 5.3 Diagnostics thermiques

### 5.3.1 Boîte à Résistance de Kapitza (BARK)

Il s'agit du dispositif de caractérisation thermique utilisé dès les premières séries d'expériences, car il correspondait au problème initial consistant à simuler la charge thermique du LHC en conditions "réalistes". Une description détaillée de ce dispositif et des différents modes de fonctionnement possibles figure dans la thèse d'E. Di Muoio [1]. Nous reprenons dans cette partie les éléments principaux nécessaires à la compréhension des mesures effectuées lors de cette campagne. La BARK est un élément d'insertion composé de deux tubes concentriques (fig. 5.5). Le tube intérieur en cuivre, de diamètre 40 mm et d'épaisseur 1 mm, est disposé en continuité avec le tube porteur de l'écoulement. L'enceinte extérieure en inox, de 76 mm de diamètre, contient de l'hélium pressurisé superfluide sur une longueur de 40 cm.

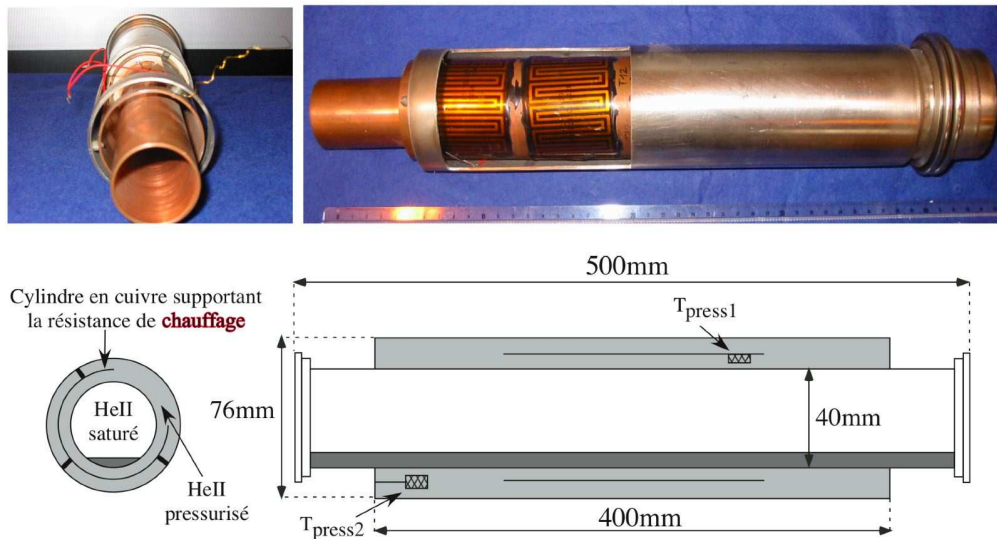


FIG. 5.5 – Les photographies du haut montrent sous deux angles un exemplaire sectionné de BARK. On distingue de l'intérieur vers l'extérieur, le tube en cuivre d'épaisseur 1 mm où circule l'écoulement, l'élément chauffant et le tube extérieur en inox qui contient l'hélium pressurisé. Les vues de coupe permettent de détailler les éléments constitutifs. Une photographie de la BARK utilisée est présentée figure 5.1.

La caractérisation de l'échange thermique consiste à déterminer l'élévation de température côté pressurisé lors de l'application d'une certaine puissance de chauffage. L'élément chauffant

est une résistance MINCO, collée sur un élément de cuivre placé au coeur de l'enceinte. Deux thermomètres permettent de mesurer la température du bain pressurisé, tandis que la température de référence côté écoulement est mesurée à l'aide de deux thermomètres situés légèrement en amont de la BARK, dans des "puits" assurant leur immersion permanente.

### *Étalonnage du dispositif*

La résistance de Kapitza associée aux surfaces pouvant être mouillées par l'hélium liquide a été déduite d'un étalonnage dans un cryostat séparé, avant la première mise en œuvre de la BARK à la veille du Run I. Cet étalonnage a consisté à immerger la partie centrale de l'élément dans l'hélium liquide, de façon à mouiller la totalité de la surface interne  $S_{tot}$ . Dans ces conditions, la différence de température  $\Delta T_{ref}$  mesurée entre le bain pressurisé et le bain saturé lors d'un transfert de chaleur  $W_{ref}$  s'écrit :

$$\Delta T_{ref} = \frac{W_{ref}}{h_{tot}(T) S_{tot}}, \quad (5.2)$$

Le coefficient d'échange total  $h_{tot}(T)$ , prenant en compte les résistances de Kapitza aux deux interfaces et la résistance due au cuivre est donnée par :

$$\frac{1}{h_{tot}(T)} = 2 R_{KAP}(T) + \frac{e}{K_{Cu}(T)} \quad [\text{K.m}^2.\text{W}^{-1}], \quad (5.3)$$

où  $e$  est l'épaisseur du tube de cuivre.

L'analyse des résultats de cet étalonnage permet de dégager la dépendance de la quantité

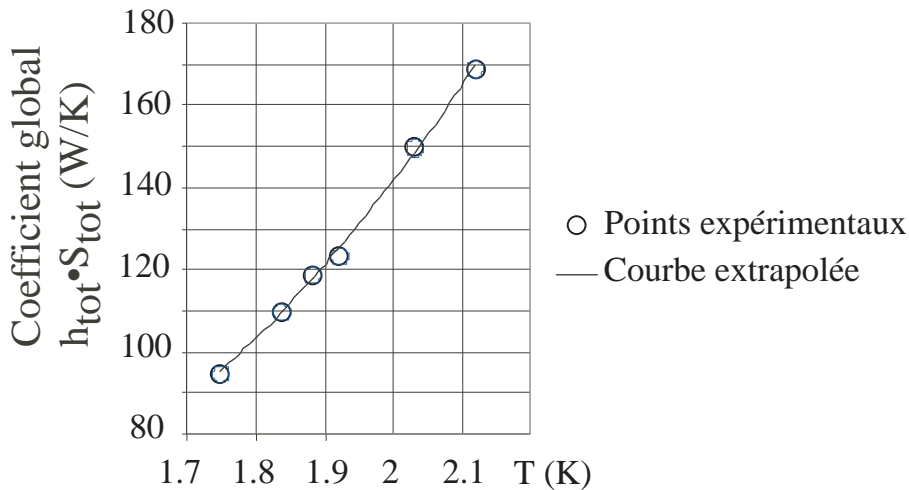


FIG. 5.6 – Dans un cryostat séparé, on a effectué l'étalonnage de la BARK : le coefficient d'échange total  $h_{tot}$  a été déterminé pour différentes températures en gardant la surface interne (siège de l'écoulement) totalement mouillée. La quantité  $h_{tot} \cdot S_{tot}$  augmente avec la température et vaut environ  $105 \text{ W.K}^{-1}$  à  $T=1.8 \text{ K}$ .

$(h_{tot} \cdot S_{tot})$  en fonction de la température moyenne entre écoulement et enceinte, ce qui nous

sera utile par la suite pour déterminer la fraction mouillée.<sup>4</sup> A partir de  $h_{tot}$  (cf.figure 5.6), une mesure indépendante de la conductivité du cuivre  $K_{Cu}$  permet d'extraire la résistance de Kapitza :  $R_{KAP} = \frac{1}{882 \cdot T^3}$  à partir de l'équation 5.3.

#### Réponse à des créneaux de puissance

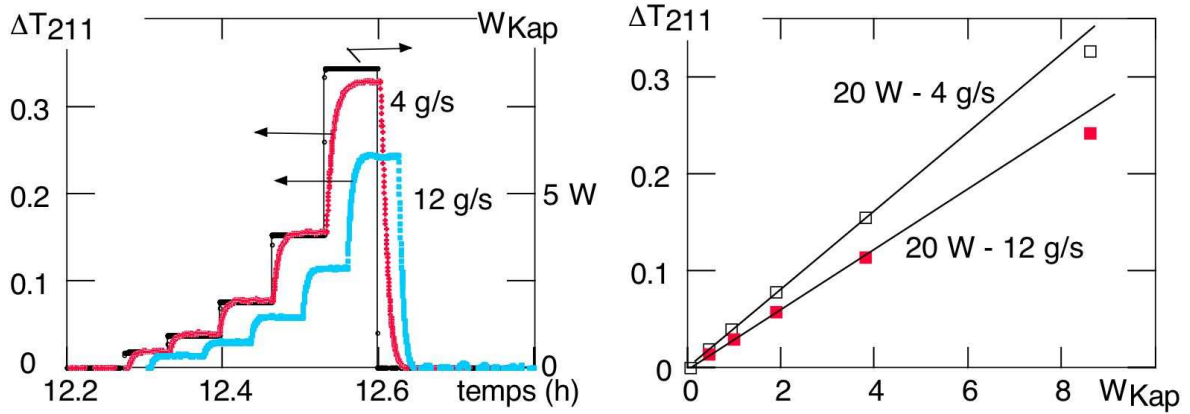


FIG. 5.7 – (a) Fonctionnement de la BARK, lors de l'application de créneaux de puissance d'amplitude croissante, dans des conditions non atomisées ( $T = 1.8$  K ;  $\dot{m} = 4$  et  $12.2$  g.s<sup>-1</sup> ;  $W_1 = 20$  W). L'augmentation de débit entraîne une augmentation du niveau liquide et une amélioration du transfert thermique. (b) Relation entre la puissance appliquée au bain pressurisé et son élévation de température. L'écart à la linéarité aux fortes puissances est dû la diminution de la résistance de Kapitza lorsque la température de l'hélium pressurisé augmente.

La puissance de chauffage côté enceinte pressurisée est appliquée par pas d'amplitude croissante. Une puissance  $W_{KAP}$  provoque une montée en température côté pressurisé, suivie d'une stabilisation, comme illustré sur la figure 5.7a, réalisée pour un point sans brouillard. Après stabilisation des températures de part et d'autre du tube, on effectue une moyenne des différentes grandeurs sur la plage de stabilité déterminée, d'une durée de quelques minutes. Le traitement des données consiste à calculer, sur la plage de stabilité déterminée, les moyennes des différences de température  $\Delta T_{KAP} = T_{press} - T_L$  entre les fluides côté pressurisé et côté saturé pour les deux thermomètres équipant la BARK. On reporte alors cette quantité en fonction de la puissance  $W_{KAP}$  appliquée côté pressurisé (figure 5.7b).

La puissance injectée est très stable dans le temps et mesurée avec précision. L'incertitude sur la fraction mouillée est dominée par les fluctuations de température de la ligne et du bain pressurisé et est de l'ordre de 5% de cette fraction.

4. La loi empirique issue de l'étalonnage, établie sur le domaine de températures [1.75 ; 2.15 K] que nous utiliserons dans nos calculs, est :  $h_{tot} \cdot S_{tot}(T) = 157T^2 - 403T + 319$

### Détermination d'une surface mouillée à partir des mesures réalisées avec la BARK

La figure 5.7b montre, qu'en l'absence d'atomisation, la caractéristique thermique  $\Delta T_{KAP} = f(W_{KAP})$  est linéaire tant que l'élévation de température reste faible par rapport à la température elle-même : le flux thermique ne modifie pas la surface mouillée. La surface mouillée  $S_m$  est telle que la pente  $(dT_{KAP}/dW_{KAP})$  est égale à  $(h_{tot} \cdot S_m)^{-1}$ .  $h_{tot}$  est connu à partir de la formule tirée des étalonnages de la BARK en situation immergée pour différentes températures, évaluée à la température moyenne entre écoulement et enceinte pressurisée. On obtient alors la fraction mouillée comme<sup>5</sup> :

$$F_{mouil} = S_m/S_{tot} = (h_{tot} \cdot S_m)/(h_{tot} \cdot S_{tot}) = \frac{(dW_{KAP}/dT_{KAP})}{h_{tot} \cdot S_{tot}}$$

Pour la figure 5.7b, on obtient ainsi une fraction mouillée  $F_{mouil}$  de respectivement 25% et 33% pour les débits de 4 et 12.2 g.s<sup>-1</sup>.

### Comportement en situation atomisée : influence de la puissance injectée côté pressurisé

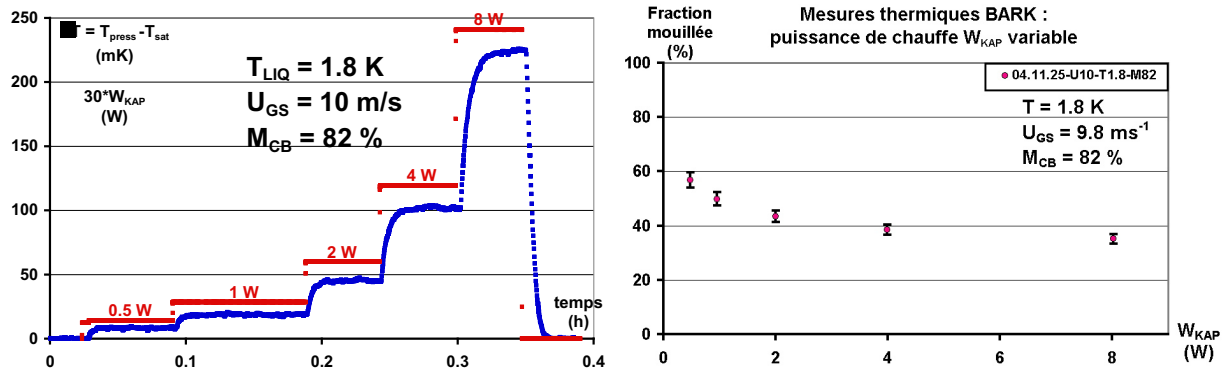


FIG. 5.8 – (a) Réponse de la BARK dans des conditions atomisées typiques (point T1b). (b) La fraction mouillée extraite à partir du rapport  $\frac{\Delta T}{W}$  diminue quand la puissance appliquée augmente, à cause de l'évaporation progressive du film.

Dans des conditions atomisées, l'échange thermique est supérieur à celui attendu d'après la position de l'interface liquide-vapeur dans la ligne. Contrairement au cas non-atomisé, cet échange se détériore avec la puissance injectée, comme le montre la figure 5.8. On observe en effet une décroissance de la fraction mouillée déduite du rapport  $\frac{\Delta T}{W}$  avec l'augmentation de la puissance de mesure injectée dans la BARK, dès les valeurs les plus faibles de celle-ci. L'effet est même sous-estimé car nous verrons au chapitre 7 que la fraction mouillée, à une

5. Nous négligeons ici l'effet d'ailettes thermiques discuté dans [1]. Cet effet conduit à surestimer la fraction mouillée d'environ 2% du périmètre de la conduite.

puissance appliquée donnée, est mesurée par la pente locale de la caractéristique de Kapitza, qui est supérieure à  $\frac{\Delta T}{W}$ .

#### *Mécanisme d'échange thermique en situation atomisée*

L'amélioration de l'échange thermique pour les points atomisés est expliquée par le dépôt en paroi d'un film liquide par le brouillard. La puissance injectée dans le superfluide saturé est alors répartie uniformément sur une plus grande surface. Il est important de réaliser que la puissance injectée au niveau du film est évacuée sur place, par évaporation de ce film, plutôt que conduite vers le liquide massif, puis évacuée par évaporation de ce liquide. En effet, le flux évaporé par unité de surface dépend de l'écart entre la température locale du liquide et la température d'ébullition correspondant à la pression locale (supposée uniforme à travers la section de la conduite). La puissance étant injectée uniformément dans le liquide, le flux évaporé sera également uniforme. Compte tenu de cette remarque, la puissance que peut évacuer le film est limitée par le débit de gouttes qui l'alimente. Pour une altitude donnée, donc un flux de gouttes donné, il existe une puissance au-delà de laquelle le film sera évaporé au fur et à mesure de sa formation. La non-linéarité de la caractéristique thermique peut ainsi être expliquée par la détérioration progressive du film avec la puissance appliquée (une discussion plus quantitative sera présentée au chapitre 7).

Le flux de gouttelettes dépend de la stratification du brouillard, de la distribution de tailles de gouttes, de leur vitesse d'impact à la paroi, quantités qui dépendent également de l'altitude. De plus, une région donnée de la paroi peut être également alimentée par ruissellement. En l'absence de puissance injectée, l'épaisseur du film déposé dépend ainsi de différents termes sources et puits, illustrés de façon simplifiée sur la figure 5.9a.

Le phénomène est donc complexe à analyser, d'autant que la BARK ne mesure qu'un échange thermique global, intégré sur toute la hauteur de la conduite. Ceci nous a conduit à développer les capteurs thermiques locaux que nous allons maintenant décrire.

#### *5.3.2 Drapeaux thermiques*

La BARK permet des mesures globales d'échange thermique. Ces mesures étaient parfaitement adaptées à l'objectif initial (dimensionnement pour le CERN), mais pas à la compréhension fine du lien entre brouillard et transfert thermique. Outre leur aspect global, ces mesures souffrent de deux limitations :

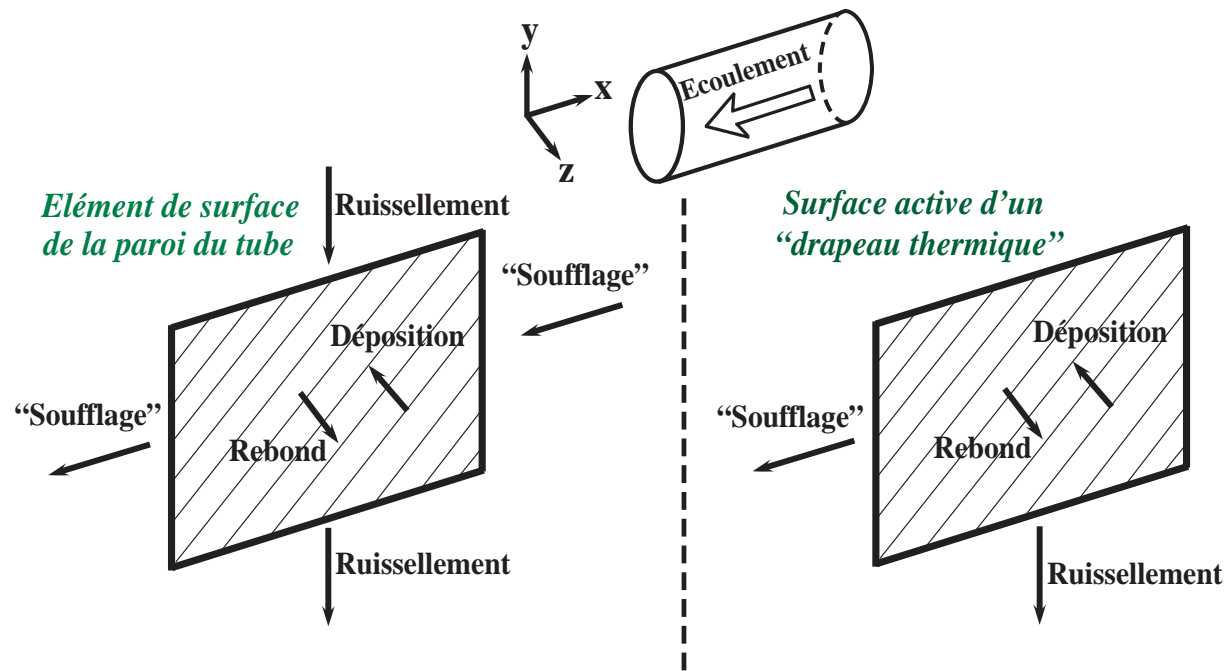


FIG. 5.9 – En présence de brouillard, différents mécanismes contribuent ou s'opposent à l'accumulation de liquide en paroi. On compare ici ce qui se passe sur un élément de surface de la paroi du tube, et sur la surface active d'un drapeau thermique. La différence principale réside dans l'absence, dans le cas du drapeau thermique, des termes sources provenant des zones voisines ("soufflage" depuis l'élément de surface amont, ruissellement depuis l'élément de surface supérieur).

- Elles intègrent les éventuels effets de paroi comme les vagues et le ruissellement.
- La puissance imposée dans l'enceinte contenant l'hélium pressurisé est limitée par le réchauffement de celui-ci (franchissement de  $T_\lambda$ ). Ceci exclut de pouvoir complètement évaporer le film.

Ces raisons ont motivé la réalisation de capteurs locaux de l'échange thermique avec le brouillard. Ces capteurs sont suspendus dans l'écoulement, pour être découplés des parois et n'être sujets qu'au mouillage par déposition des gouttes. On a choisi d'orienter leur face active vers le centre de la conduite, ceci permettant de simuler une zone discrète de la paroi du tube. La figure 5.9b compare les mécanismes de formation du film pour un élément de surface de la paroi du tube et la surface active des drapeaux thermiques. L'élément de surface concerné est supposé suffisamment éloigné du liquide massif pour ne pas être sujet à des remontées du type vague ou lunule.

### Description et disposition

Ces capteurs consistent en un bloc d'aluminium ultrapur (99.999% garanti), choisi pour son excellente conductivité thermique inséré dans un bâti en verre époxy, et dont une seule des faces

est apparente. Le chauffage est appliqué grâce à une jauge de contrainte collée en face arrière de la plaque d'aluminium. La puissance injectée est connue par la mesure simultanée de la tension et de l'intensité aux bornes de la résistance de chauffage. Une sonde de température intégrée dans le bloc d'aluminium permet d'en mesurer l'échauffement sous charge thermique. La très

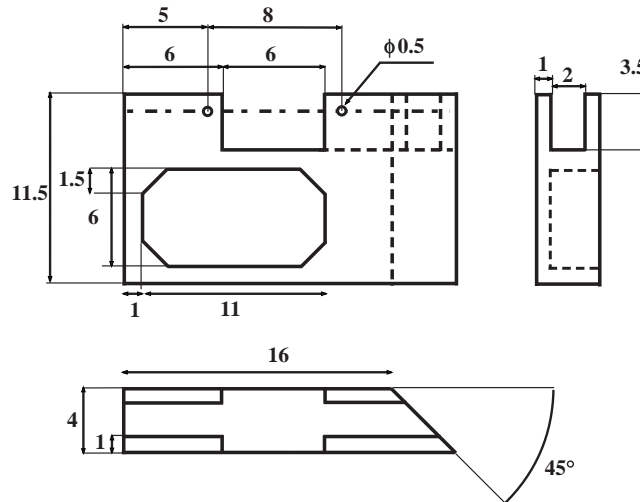


FIG. 5.10 – Caractéristiques géométriques du drapeau thermique "bas". Le drapeau thermique "haut" est son symétrique par rapport au plan contenant la surface active.

bonne isolation garantie par le verre époxy permet en théorie de canaliser l'ensemble du flux de chaleur imposé vers la surface active. Par ailleurs, la résistance thermique du bloc d'aluminium de 3 mm d'épaisseur peut être négligée par rapport à la résistance de Kapitza. C'est dans ce cadre que nous ferons désormais référence uniquement à la résistance de Kapitza, dans l'analyse des mesures d'échange thermique des drapeaux pour les points en superfluide. Les expériences en fluide normal feront l'objet d'un traitement spécifique dans le chapitre 6, s'appuyant sur les calculs correspondants de l'annexe A.5.

Les caractéristiques géométriques du drapeau thermique bas sont reportées sur le schéma 5.10. L'aire de la face active de chaque capteur est de  $61.5 \text{ mm}^2$ . La surface active (c'est-à-dire la face du bloc d'aluminium présentée à l'écoulement) est polie de façon très fine, afin de reproduire aussi fidèlement que possible l'état de surface du tube, ainsi que pour avoir une surface d'échange bien définie (d'éventuelles rugosités auraient pour effet de l'augmenter). Le bloc de verre époxy dans lequel est insérée la plaque d'aluminium est muni en amont d'un déflecteur à 45 degrés. Celui-ci est destiné à éviter autant que possible un amoncellement de liquide sur le capteur par déposition sur la surface présentée perpendiculairement à l'écoulement, afin de ne recevoir sur la surface active que les gouttes animées d'une vitesse transverse. Un désavantage de ces sondes étant leur caractère intrusif (encombrement, présence de fils de mesure et de fils de suspension), elles ont été placées en fin de ligne (les fils d'alimentation électrique étant tous po-



sitionnés en aval du capteur), afin d'éviter toute perturbation hydraulique sur les autres mesures.

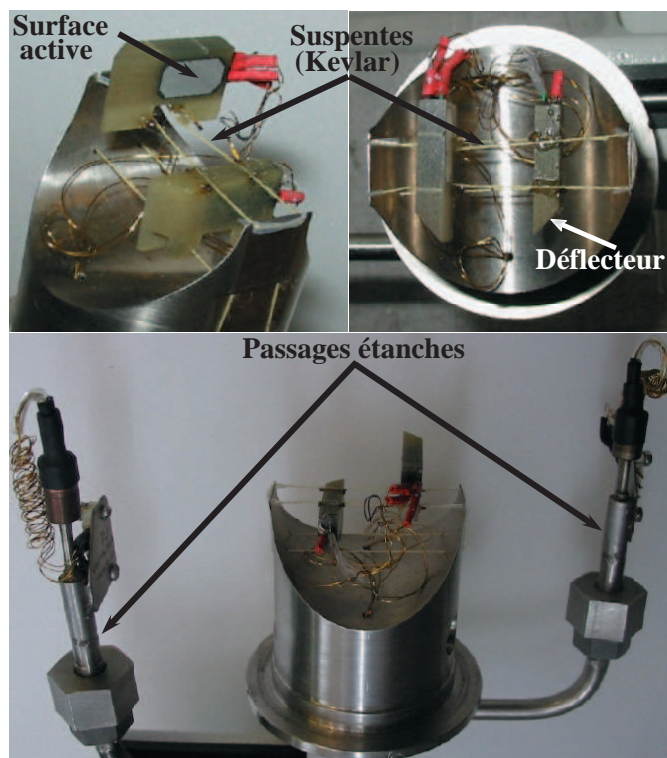


FIG. 5.11 – Photographie des "drapeaux thermiques" avant montage. La vue de côté, en haut à gauche, montre la surface active du bloc d'aluminium, logée dans son carcan de verre époxy (sur cette vue, l'amont de l'écoulement se situerait à gauche, au niveau du déflecteur à  $45^\circ$  dont sont munis les capteurs). On y distingue également les fils de Kevlar qui maintiennent les drapeaux en suspension. La photo en haut à droite propose une vue de dessous du système, sur laquelle l'écoulement proviendrait du bas de l'image, qui permet de distinguer plus clairement les déflecteurs. Enfin, la photo du bas est une vue d'ensemble de l'élément d'insertion, sur laquelle les drapeaux sont vus depuis l'aval où sont regroupés les fils d'alimentation électrique et de mesure. On y distingue les passages étanches qui font le lien entre l'intérieur de la conduite et le vide d'isolement du cryostat. L'élément d'insertion en inox reproduit la partie supérieure du tube lorsqu'il vient s'insérer dans le logement prévu pour l'accueillir.

Les vues de la figure 5.11 permettent d'identifier les différentes composantes de ces capteurs, tandis que la figure 5.12 les montre une fois installés dans la ligne, dans la configuration expérimentale et illustre leur positionnement de part et d'autre de l'axe du tube : le drapeau bas est centré 6.5 mm sous l'axe, le haut 4 mm au-dessus.

#### *Etalonnage des capteurs dans l'hélium liquide*

L'étalonnage des "drapeaux thermiques" a été effectué une première fois, peu après leur fabrication en 2002, dans le but de caractériser le comportement thermique de chacune des sondes en configuration totalement immergée, pour différentes températures et sur une large plage

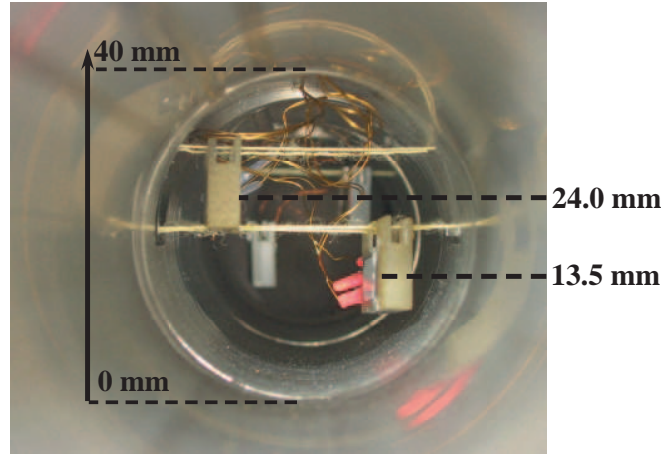


FIG. 5.12 – Vue des drapeaux thermiques suspendus dans la ligne (prise en regardant vers l’aval). En arrière-plan, on distingue les drapeaux capacitifs. Les altitudes médianes des surfaces actives des deux capteurs, prises à partir du point le plus bas de l’intérieur du tube, sont indiquées à droite.

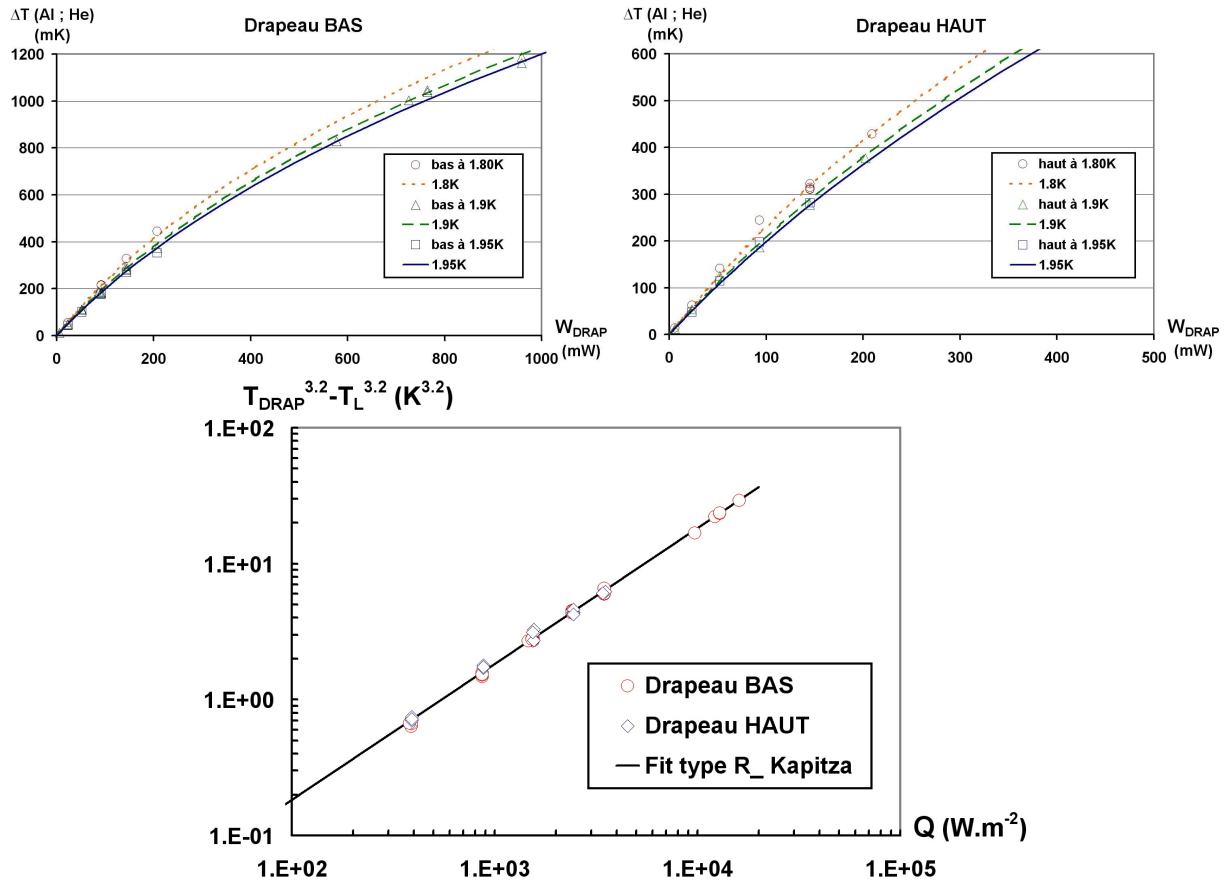


FIG. 5.13 – Etalonnage 2002 des drapeaux thermiques en configuration totalement immergée, pour différentes températures. Les graphes du haut montrent les données brutes. Le graphe du bas est la représentation log-log des mêmes données. La puissance est ramenée à une puissance surfacique, et l’échelle verticale met en évidence le comportement de type Kapitza  $Q \propto \Delta T^{3.2}$ .

de puissances de chauffage. La procédure est la suivante : le capteur étant immergé dans un bain de température  $T_L$ , on impose en face arrière du bloc d'aluminium des créneaux de puissance de différentes valeurs. On attend alors la stabilisation de la température  $T_{DRAP}$  du capteur. La différence de température correspondante  $\Delta T(Al; He) = T_{DRAP} - T_L$  est représentée en fonction de la puissance de chauffage dans la figure 5.13 (graphes supérieurs). Pour les trois températures de base, les données sont bien représentées (graphe du bas) par une loi du type :  $Q = h_K \cdot (T_{DRAP}^{3.2} - T_L^{3.2})$ , où le flux de chaleur surfacique  $Q = W_{DRAP}/S_{DRAP}$  est en  $\text{W.m}^{-2}$ , et où  $h_K = 544$  dans les mêmes unités. Le flux de chaleur évolue ici en  $T^{3.2}$ , au lieu de  $T^4$  comme le prédirait une loi de type Kapitza prenant en compte la densité d'état de phonons (rarement vérifiable dans la pratique). Pour les faibles valeurs de puissance de chauffage injectée, correspondant à des faibles différences de température, le développement de cette expression donne : 
$$\Delta T = \frac{1}{3.2 h_K T^{2.2}} \cdot Q.$$

Le graphe inférieur de la figure 5.13 montre, qu'au moins à 1.9 K, la loi de type Kapitza trouvée reste valable à très haut flux (jusqu'à  $16000 \text{ W.m}^{-2}$ ). On n'atteint donc pas le régime d'ébullition en film, qui, d'après les valeurs de la littérature [39], devrait survenir entre 5000 et  $20000 \text{ W.m}^{-2}$  selon les conditions. Dans l'expérience Cryoloop, les flux de chaleur maximaux mis en œuvre ont été de l'ordre de  $3000 \text{ W.m}^{-2}$ , tandis qu'en conditions d'atomisation, la puissance nécessaire pour évaporer le film restait toujours inférieure à  $1000 \text{ W.m}^{-2}$ . On ne s'est donc jamais trouvé dans les conditions d'ébullition en film.

Un second étalonnage de ces capteurs, selon la même procédure, a été effectué avant leur mise en place dans la ligne cryogénique, en 2003. A 1.8 K, le comportement du drapeau bas est resté inchangé par rapport aux expériences de 2002, mais un changement de propriétés thermiques a été mis en évidence pour le drapeau haut avec un échange mesuré meilleur qu'un an auparavant. Les graphes de la figure 5.14 présentent ces mesures. Pour le drapeau bas, le modèle reste le même que précédemment, tandis que pour le drapeau haut, on a modifié la valeur du coefficient  $h_K$  en le prenant égal à 800. On a fait également figurer sur ces graphes l'approximation linéaire correspondant aux faibles valeurs de la puissance de chauffage  $W_{DRAP}$ .

La pente des caractéristiques à 1.8 K est de l'ordre de 2 K/W pour une surface d'environ  $0.65 \text{ cm}^2$ , soit une résistance de Kapitza entre l'aluminium et l'hélium d'environ  $1.3 \cdot 10^{-4} \text{ K.m}^2.\text{W}^{-1}$ . Ce chiffre est bien du même ordre que celui mesuré entre le cuivre de la BARK et l'hélium,  $R_{KAP} = \frac{1}{882 \cdot T^3} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ K.m}^2.\text{W}^{-1}$  à 1.8 K.

Dans le but de pouvoir caractériser un éventuel mouillage partiel en écoulement, s'est alors posé le problème de déterminer la réponse thermique de ces capteurs à l'imposition de créneaux

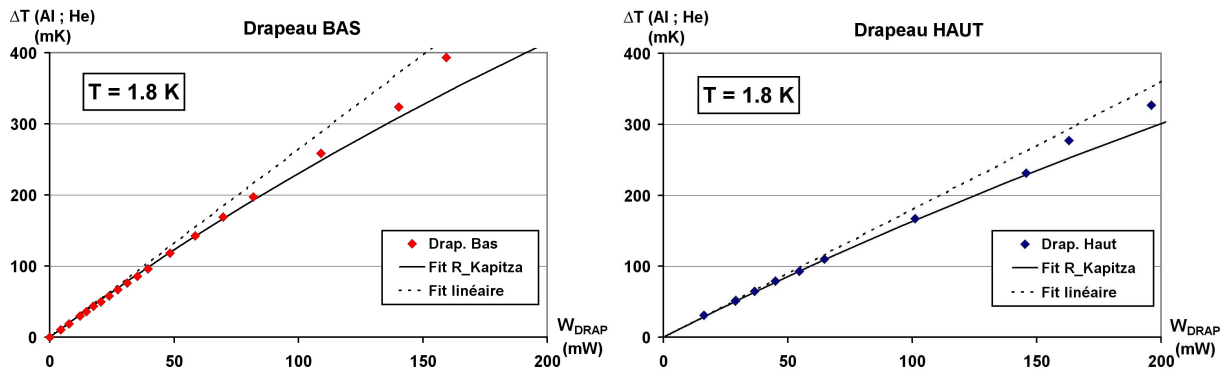


FIG. 5.14 – Étalonnage 2003 des deux drapeaux en configuration totalement immergée, à la température de 1.8 K. La comparaison à la figure 5.13 montre l'amélioration de l'échange pour le drapeau haut.

de puissance dans une configuration de mouillage contrôlé, réalisé par immersion partielle. La première difficulté de mise en œuvre de telles mesures était le maintien d'un niveau constant dans le cryostat, malgré les pertes thermiques, pendant la durée des mesures. On a donc conçu une "piscine à débordement", basée sur l'effet mécano-calorique ("effet fontaine") propre à l'hélium superfluide. Cette installation est présentée en annexe A.3. L'image de la figure 5.15 montre la surface active du capteur en aluminium partiellement immergée dans un bain superfluide, tandis que le graphe de droite présente les caractéristiques thermiques correspondant à différents mouillages partiels, contrôlés au cathétomètre.

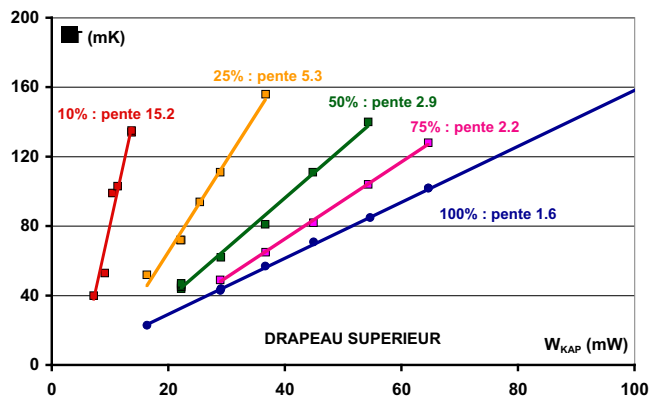


FIG. 5.15 – Etalonnages d'un drapeau thermique en mouillage partiel. A gauche, visualisation de l'immersion partielle d'un drapeau thermique dans un bain régulé en hauteur d'hélium superfluide : le niveau du liquide apparaît en noir sur la surface claire du métal. Le graphe de droite présente les caractéristiques thermiques associées aux différents mouillages testés (fraction mouillée de la surface active et pente du fit linéaire réalisé sont indiquées pour chaque série de points expérimentaux).

Les caractéristiques thermiques en immersion partielle sont linéaires, mais s'extrapolent à une puissance non nulle d'environ 5 mW. Nous interprétons ce fait comme lié au film de Rollin.

A basse puissance, ce film superfluide recouvre tout le capteur et conduit à un échange 100% mouillé, la puissance injectée dans le film étant évacuée par évaporation, et le film se renouvelant par écoulement superfluide à partir du périmètre de la surface active. Cependant, la vitesse d'écoulement étant limitée par la vitesse critique, le flux d'alimentation l'est également. Ainsi, à forte puissance, le film va être entièrement évaporé. La puissance injectée est alors la somme de deux composantes, la puissance directement évacuée dans le liquide massif, et la puissance nécessaire pour évaporer le flux de masse transporté par le film à la vitesse critique. On explique ainsi la forme des caractéristiques. Dans ce régime, le rapport de la pente de la caractéristique à la pente du cas immergé doit correspondre à la fraction mouillée du capteur. C'est bien ce qu'on vérifie visuellement au cathétomètre.

### Comportement en situation atomisée

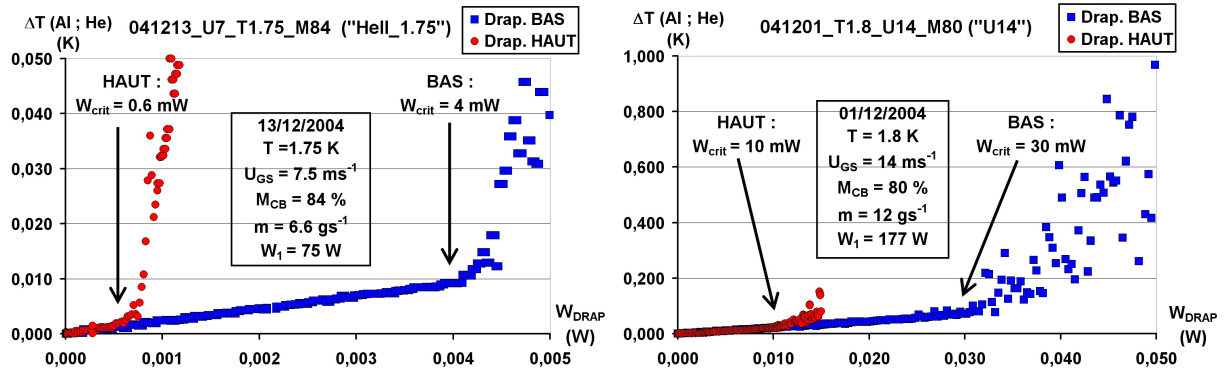


FIG. 5.16 – Réponse thermique des deux drapeaux thermiques à une rampe de puissance en présence de brouillard A gauche, un exemple de point faiblement atomisé [ $U_{GS} = 6.6$  m.s<sup>-1</sup> ;  $T = 1.75$  K ;  $M_{CB} = 84$  %] ; à droite, un point fortement atomisé [ $U_{GS} = 14$  m.s<sup>-1</sup> ;  $T = 1.8$  K ;  $M_{CB} = 80$  %]

**Caractéristique thermique** Les graphes de la figure 5.16 illustrent, dans deux types de conditions atomisées, la caractéristique thermique des capteurs suspendus, c'est-à-dire l'élévation de leur température par rapport à celle de l'écoulement. Ces caractéristiques sont déterminées par application d'une rampe de chauffage triangulaire qui balaye continuellement une plage donnée de puissances. Le comportement obtenu est le même dans les deux sens (absence d'hystérésis).

A basse puissance, la caractéristique est linéaire. Le graphe 5.17 fait le bilan des valeurs initiales de  $\frac{d(\Delta T(Al;He))}{d(W_{DRAP})}$  pour la plupart des points en superfluide<sup>6</sup> du Run III, et inclut également les points expérimentaux préliminaires réalisés en janvier 2004. La pente initiale est similaire (à

6. En fluide normal, l'échange thermique fait également intervenir la conduction dans l'épaisseur du film liquide. Les valeurs des résistances thermiques attendues et mesurées seront discutées lors de la comparaison He I / He II, au chapitre 6.

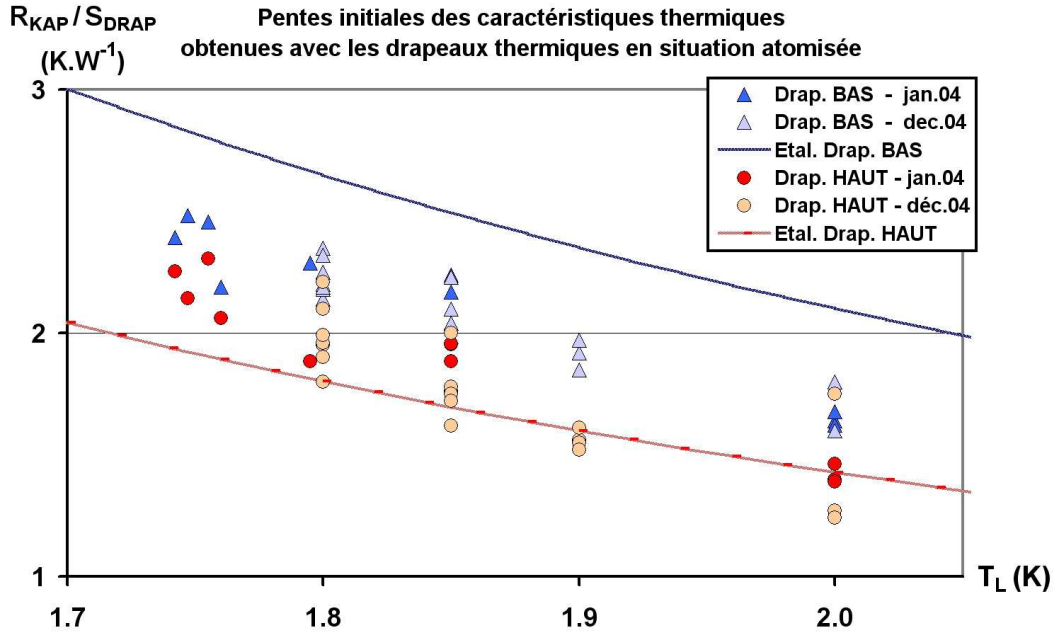


FIG. 5.17 – Drapeaux thermiques: bilan des pentes initiales des caractéristiques thermiques en conditions atomisées, en fonction de la température de travail. L'évolution en fonction de la température reproduit celle mesurée en situation "100% mouillée".

20% près) au comportement 100% mouillé trouvé lors des étalonnages en cryostat séparé pour une immersion totale du drapeau. Dans ce régime, les capteurs sont donc entièrement recouverts de liquide par le brouillard.

A partir d'une puissance critique  $W_{crit}$ , différente pour les deux drapeaux, l'échange thermique s'effondre. La réponse du capteur décroche du comportement "100% mouillé" pour transiter vers une réponse thermique de type "convection turbulente gazeuse", moins efficace de plus d'un ordre de grandeur (pente locale de 35 à 80 par rapport à environ 2). Dans ce régime, les gouttes sont évaporées dès leur impact sur le capteur, et la puissance injectée est la somme de la puissance évacuée par la convection (proportionnelle à l'écart de température entre l'aluminium et la vapeur) et de la puissance  $F \cdot L_v$  utilisée pour évaporer le flux  $F$  de liquide incident. La pente du régime convectif étant très supérieure à la pente initiale,  $F \cdot L_v$  est essentiellement la puissance critique de changement de régime.

La quantité  $(W_{crit} / S_{DRAP})$ , qui est la limite du pouvoir frigorifique qu'on peut attendre du brouillard avec l'efficacité d'un refroidissement "liquide", est ainsi proportionnelle au flux  $F$ . L'impact direct des gouttes sur la surface active du capteur contribue à ce flux. Dans le domaine superfluide, l'impact des gouttes sur le reste du capteur peut également contribuer, via l'effet mécano-thermique qui permet un écoulement vers la surface active. Nous reviendrons sur ce



point lors de la discussion des résultats.

Au voisinage du décrochement, et dans le régime de convection vapeur, le signal est assez bruyant, en particulier sur le drapeau du bas. Cela pourrait provenir de bouffées de gouttelettes arrivant sur le capteur de façon intermittente, ayant pour effet de "raccrocher" ponctuellement le comportement "100% mouillé". De tels événements sont favorisés par la proximité du drapeau bas vis à vis de l'interface (zone de production des gouttelettes et lieu du maximum de densité du brouillard). L'analyse des différentes conditions explorées montre en effet que cette extension de la zone de décrochement se manifeste de façon d'autant plus marquée que le niveau liquide est haut, dans des conditions fixes de température et de vitesse vapeur (cf. points de la figure A.12 en annexe A.5). Pour ces conditions, la détermination de  $W_{crit}$  pour le drapeau bas sera donc moins précise.

### 5.3.3 Test du gradient thermique vertical en phase vapeur

Lors des campagnes expérimentales précédentes, on avait observé, grâce à la détection optique, une décroissance de la densité du brouillard avec l'altitude au-dessus de l'interface. Un doute subsistait quant à son origine : effet de la gravité ou évaporation liée à un gradient thermique vertical au sein de la phase vapeur.

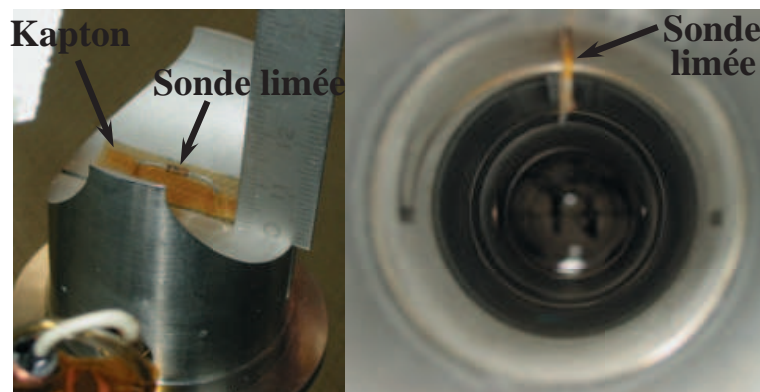


FIG. 5.18 – Photos de la sonde de température limée permettant de caractériser une éventuelle surchauffe de la vapeur dans la partie haute du tube. La vue de gauche montre l'élément d'insertion comportant la sonde de température limée tenue par son support en feuille de Kapton, à 7 mm de la paroi supérieure de l'élément qui viendra, une fois mis en place, jouer le rôle du haut du tube. La figure de droite propose une vue d'ensemble de l'intérieur du tube, lorsqu'on regarde vers l'aval de l'écoulement, après intégration de l'élément d'insertion dans la ligne de mesure. La sonde limée est indiquée, en haut de l'image, et on distingue en arrière-plan les capteurs thermiques et capacitifs suspendus, également décrits dans ce chapitre.

La présence d'un tel gradient thermique ne fait aucun doute pour des conditions de vitesse très faible. En revanche, dans les conditions d'atomisation (qui correspondent à des conditions

turbulentes établies dans chaque phase), un brassage permanent s'opère qui devrait s'opposer à l'établissement d'un tel gradient. Pour lever cette incertitude, il fallait pouvoir caractériser, dans chacune des conditions expérimentales, la température de la phase vapeur. Dans ce but, a été ajouté un élément d'insertion contenant une sonde thermométrique limée, de telle façon que l'élément sensible soit directement au contact du gaz dont on veut connaître la température. Cet élément a été placé juste en aval de la section de visualisation en Pyrex, au niveau de laquelle l'absence d'écran à 80 K (pour des raisons d'accès optique) maximise les pertes thermiques arrivant sur l'écoulement. La sonde est placée à 7 millimètres de la paroi supérieure, tenue par un fin support en feuille de Kapton, disposée dans l'axe de l'écoulement, comme on peut le voir sur la photographie 5.18.

Grâce à cette sonde, on est en mesure de comparer en permanence la température du gaz dans le haut du tube à celle mesurée par les thermomètres immergés à différentes abscisses de la ligne.

Les graphes de la figure 5.19 montrent l'évolution conjointe de la température mesurée par la sonde limée et une des sondes immergées situées dans la même zone, au cours d'une période d'expériences présentant successivement des conditions stratifiées agitées ( $W_1=20$  W), lisses ( $W_1=0$  W), puis atomisées (augmentation graduelle de  $W_1$  jusqu'à 150 W). Pour les conditions non atomisées, on constate une surchauffe manifeste du gaz dans le haut du tube. A partir d'une puissance  $W_1 \approx 50$  W permettant l'apparition de conditions atomisées, la température du gaz baisse rapidement, jusqu'à être très proche de celle du liquide.

Le graphe 5.20 représente la grandeur algébrique  $T_G - T_L$  en fonction de la vitesse superficielle vapeur, dans une large gamme de conditions expérimentales. Il existe une incertitude de quelques mK sur cette différence, qui tient au fait que, contrairement aux autres thermomètres, la température de la sonde limée n'a pu être calibrée *in situ* contre la pression de vapeur saturante, le niveau liquide maximal étant insuffisant pour noyer cette sonde. On retrouve la surchauffe importante (quelques dizaines de mK) pour les vitesses vapeur faibles à modérées, dont nous montrerons plus loin qu'elles correspondent à un développement faible, voire nul, du brouillard au-dessus de l'interface. La surchauffe décroît rapidement avec l'augmentation de la vitesse superficielle vapeur, jusqu'à être quasi-nulle pour  $U_{GS}=7$  m.s<sup>-1</sup>. Pour une température de travail de 1.8 K, dans le domaine des vitesses superficielles vapeur supérieures à 10 m.s<sup>-1</sup>, la surchauffe algébrique poursuit une décroissance interpolée convenablement par une loi quadratique en  $U_{GS}$  ( $T_L=1.8$  K : ronds et losanges). Cette baisse de la température de la vapeur mesurée par la sonde limée par rapport à celle du liquide doit provenir de la dépression engendrée au voisinage de l'obstacle que constitue la sonde, par compaction du tube de courant, le rapprochement des lignes



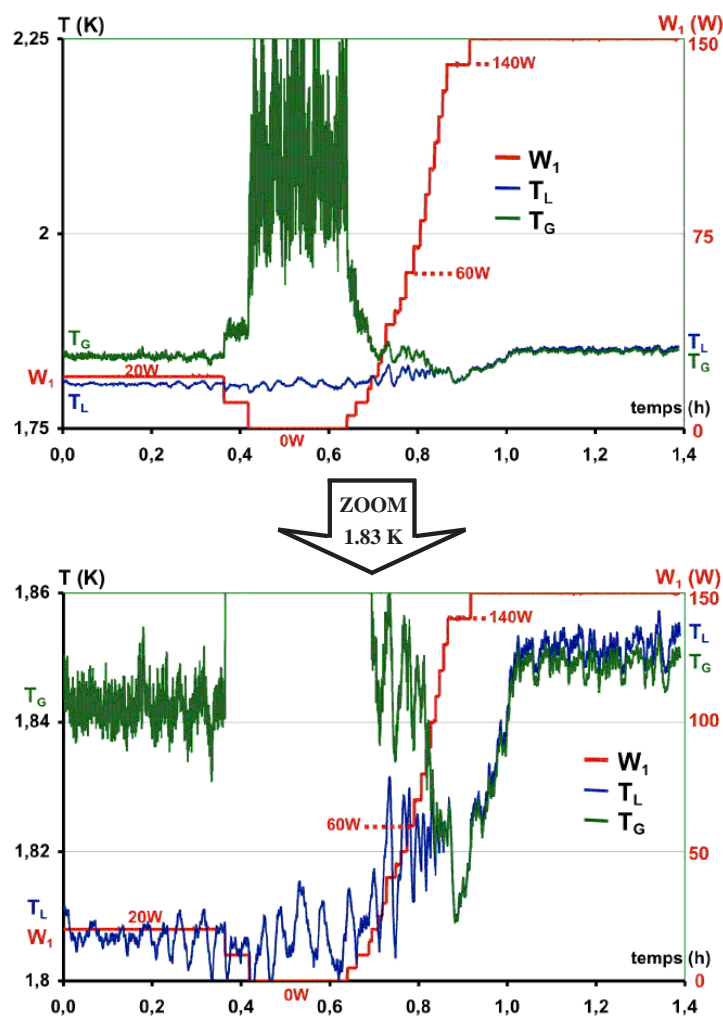


FIG. 5.19 – Evolution conjointe de la température en haut du tube, mesurée par la sonde limée (notée  $T_G$ ), et de la température du liquide à une abscisse comparable, mesurée par une sonde immergée dans le liquide s'écoulant dans le bas du tube (notée  $T_L$ ). Les conditions présentées sont successivement agitées ( $W_1=20$  W), lisses ( $W_1=0$  W), puis atomisées (augmentation graduelle de  $W_1$  jusqu'à 150 W).

de courant étant associé à une baisse locale de la pression dynamique. Dans l'hypothèse où l'on continue à se situer en conditions saturées, cette dépression mène à une baisse de la température à proximité de la sonde, évoluant linéairement avec le carré de la vitesse vapeur. Cette tendance s'observe également pour les deux autres températures de travail représentées (1.9 et 2.0 K). En conclusion, pour l'ensemble des conditions atomisées, les différences de température observées sont au maximum de l'ordre d'une quinzaine de mK. Ces écarts sont trop faibles pour évaporer les gouttes. D'après la thèse d'Y. Ladam [40], le temps nécessaire pour évaporer une goutte de diamètre  $20\ \mu\text{m}$ , pour une différence de température de 20 mK, est de l'ordre de quelques secondes, supérieur à la seconde mise pour parcourir toute la longueur de la conduite. Ainsi, la stratification du brouillard ne peut être due à de l'évaporation.

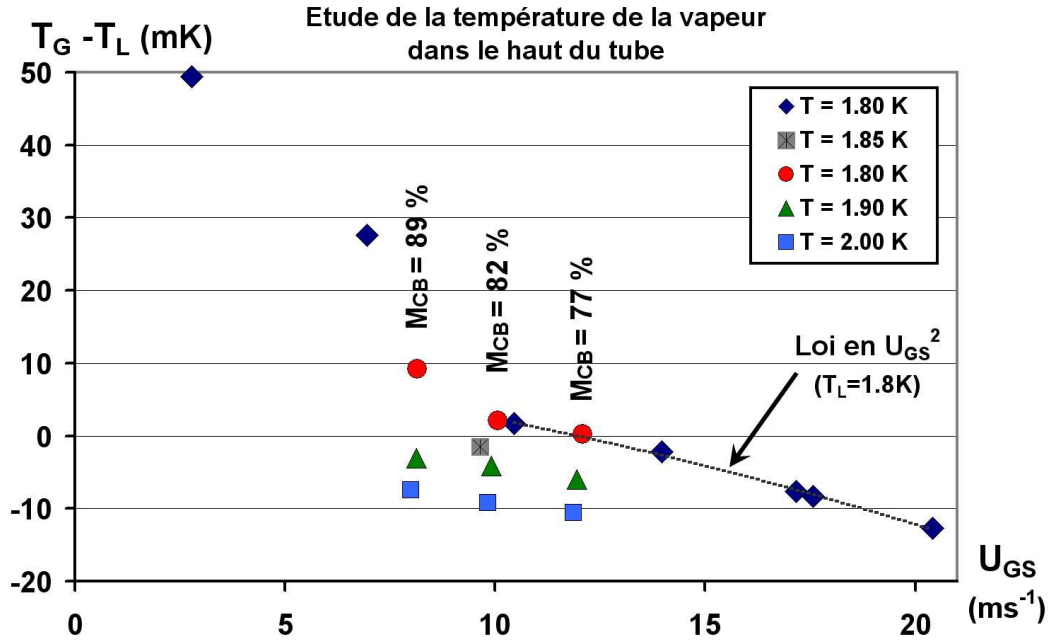


FIG. 5.20 – Evolution de la différence de température  $T_G - T_L$  en fonction de  $U_{GS}$ , pour différentes conditions expérimentales. Le mouillage  $M_{CB}$  correspondant à chaque triplet de points de températures 1.8, 1.9, et 2.0 K est indiqué verticalement sur le graphe. Les données de vitesse superficielle vapeur supérieure à  $10 \text{ m.s}^{-1}$  sont fittées par une loi quadratique en  $U_{GS}$  représentée sur le graphe pour 1.8 K.

## 5.4 Diagnostics optiques

### 5.4.1 Présentation générale

Le cryostat est muni, en deux endroits, de hublots qui rendent possible l'exploration optique de nos écoulements. Les buts de cette exploration sont essentiellement les mêmes que lors des campagnes expérimentales précédentes : visualisation directe de l'écoulement et caractérisation du brouillard. L'instrumentation optique mise en œuvre dans le run III a donc de nombreux points communs avec celle employée lors des précédentes expériences, mais des améliorations ont été apportées.

La figure 5.21 donne une vue d'ensemble du secteur optique de la ligne. Deux hublots sont visibles sur le côté de la ligne.

- Le hublot de droite donne accès à un tube transparent de Pyrex de 13 cm de long et 40 mm de diamètre interne, inséré dans la section de mesure en continuité avec le reste du tube renfermant l'écoulement. En regard est disposé un second hublot pour l'illumination. Cet accès optique permet la visualisation de l'écoulement, ainsi que l'analyse par

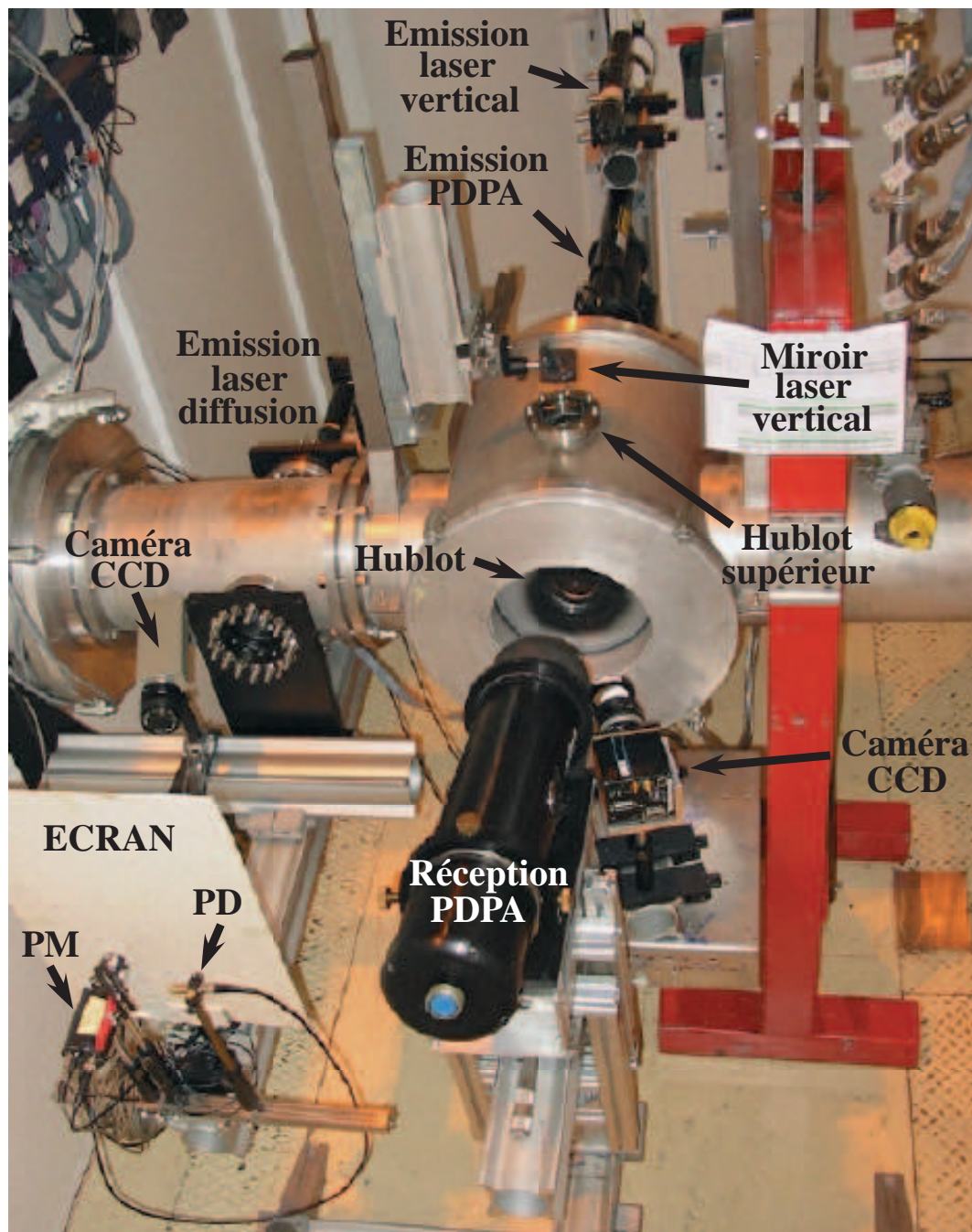


FIG. 5.21 – Vue d’ensemble de la salle laser, montrant la plupart des instruments optiques mis en œuvre. La diode constituant la source de la nappe laser (permettant de réaliser des vues de coupe de l’écoulement) est cachée par l’enceinte, mais on distingue le hublot par lequel sont faites les prises de vue à l’aide de la caméra CCD visible sur la droite.

granulométrie laser (PDPA) sur toute une section de la conduite. A l’occasion de la modification de la ligne d’essais avant sa connexion à la station de réfrigération, une ouverture a été pratiquée dans la partie supérieure du cryostat d’éclairer l’écoulement depuis le dessus par un faisceau laser vertical traversant le tube de Pyrex.



- Le hublot de gauche donne accès à un secteur de la ligne équipé de deux accès optiques de faible diamètre (14 mm). A la différence du secteur du tube en verre, tous les hublots traversés sont à faces parallèles, pour éviter de dévier les faisceaux incident ou diffusé. Ce secteur est utilisé pour mesurer, à mi-tube, la diffusion vers l'avant d'un faisceau laser, (en filmant la projection de la figure de diffusion sur l'écran), ainsi que l'atténuation de ce faisceau laser.

Deux caméras CCD 12 bits sont utilisées pour acquérir respectivement les images de l'écoulement dans le tube en Pyrex, et la figure de diffusion. Elles ont remplacé les caméras 8 bits utilisées dans le run II. Le gain en dynamique sur les niveaux d'intensité lumineuse nous a permis de réaliser à partir d'une seule prise de vue des analyses qui nécessitaient auparavant la combinaison de deux clichés utilisant des diaphragmes différents. Cette amélioration a représenté un gain de temps important à la fois lors des expériences et lors de l'exploitation des données.

#### 5.4.2 Visualisation des écoulements

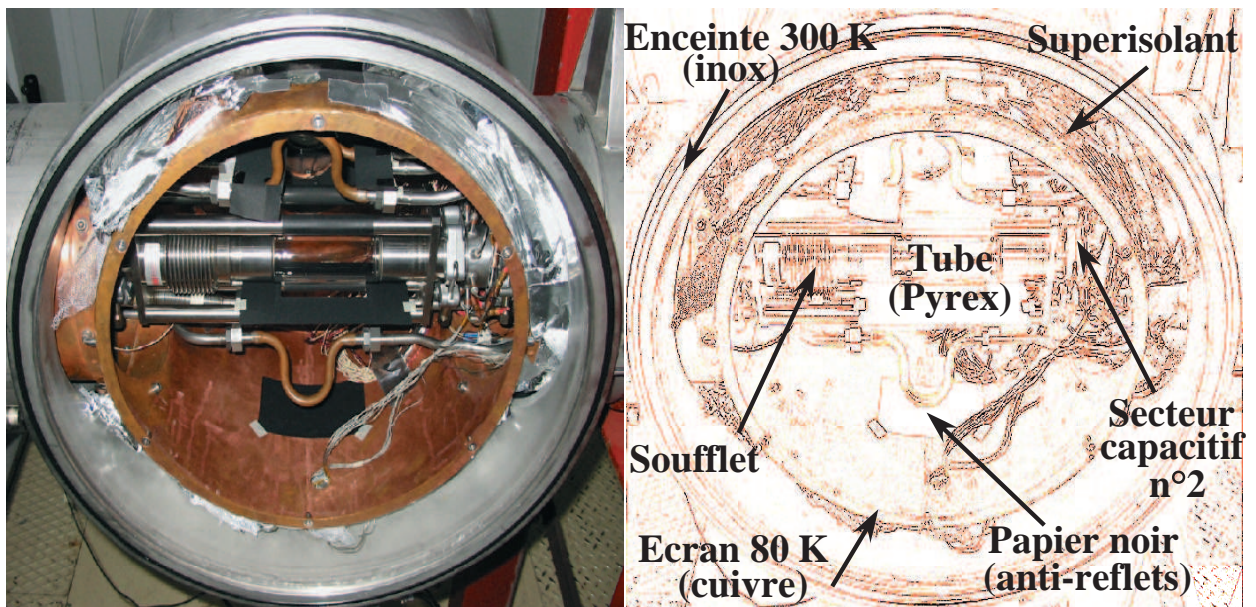


FIG. 5.22 – Vue d'ensemble de la section de visualisation avant fermeture de l'enceinte. La photographie est prise du côté de la ligne d'essais depuis lequel sont réalisées les images CCD, et la réception du signal PDPA : l'écoulement s'effectue de droite à gauche. On distingue, tels qu'indiqués sur le schéma de droite correspondant, le tube en Pyrex, avec son armature en inox munie de son soufflet d'absorption des dilatations linéaires, l'enceinte à 300 K, ainsi qu'une partie de l'écran de cuivre à 80 K et certains des tubes d'amenée d'azote associés. On peut également voir les morceaux de papier noir disposés autour de la section de visualisation dans le but de limiter au maximum les réflexions parasites pouvant provenir entre autres du faisceau laser vertical, pénétrant dans l'enceinte depuis le dessus. Enfin, sur la droite du tube, on distingue le second des deux secteurs capacitifs, situé juste en amont de la section de visualisation.

La visualisation directe de l'écoulement depuis le côté est possible, par un éclairage en lumière blanche ou par une tranche de lumière laser. Elle s'effectue à travers le tube de Pyrex visible sur la figure 5.22, qui propose une vue d'ensemble du secteur de visualisation avant la fermeture de l'enceinte.

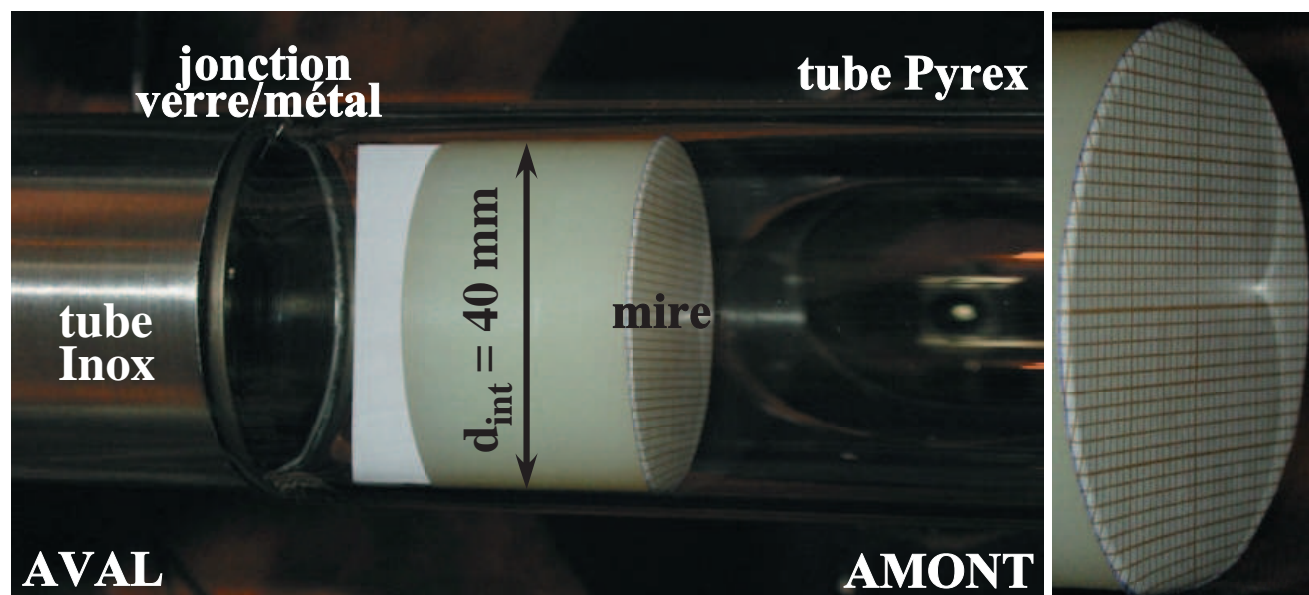


FIG. 5.23 – Section de visualisation : tube en verre équipé de la mire graduée de repérage, et, à droite, le détail de cette mire qui permet de qualifier les déformations optiques dues à la géométrie du tube.

Une mire en téflon, de caractéristiques géométriques adaptées, a été placée dans le tube une fois les expériences terminées, et des prises de vue effectuées dans la configuration expérimentale (fig. 5.23). Grâce à cette référence, on a notamment pu montrer que les effets optiques du dioptré formé par les interfaces courbes du tube étaient limités, et vérifier l'exactitude du repérage de l'altitude dans la partie intérieure du tube.

L'image 5.24 donne un exemple des possibilités de visualisation directe qu'offre le dispositif optique employé, dans des conditions non ou peu atomisées. Sur le cliché de droite, on distingue des vagues régulières, dont il est possible d'identifier la longueur d'onde caractéristique, de l'ordre du millimètre. Certains des paramètres couramment utilisés dans la description des écoulements sont représentés sur la figure, en particulier le diamètre intérieur du tube,  $d_{int}$ , et la hauteur liquide,  $h_L$ .

La visualisation simple nous permet également de mettre en évidence l'existence d'un brouillard, mais pas de caractériser ce dernier. Pour cela, nous utilisons deux techniques complémentaires

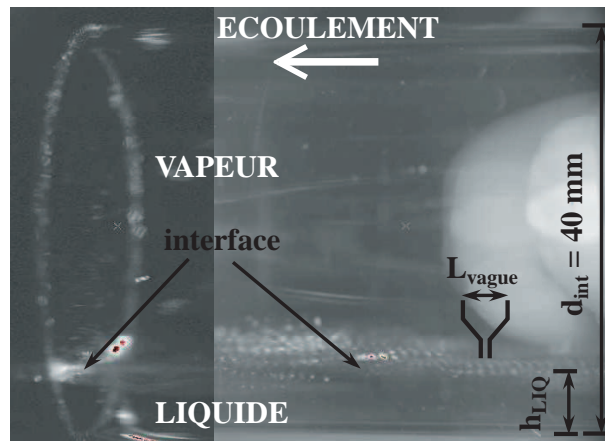


FIG. 5.24 – Visualisation d'un écoulement stratifié agité à fort niveau liquide : les deux clichés ont été pris dans les mêmes conditions à quelques secondes d'intervalle. Le cliché de droite a été pris en éclairage diffus. Celui de gauche présente la coupe de l'écoulement par une nappe laser : on distingue les contours du tube, ainsi que l'interface, très brillante, surplombée par quelques paquets liquides entraînés au sein de la vapeur.

de diffusion de la lumière, que nous allons décrire dans les paragraphes suivants :

- La mesure de l'intensité diffusée en fonction de l'angle d'observation, et de la position dans le tube. Nous accédons ainsi à la répartition instantanée de la densité interfaciale de gouttes à travers toute une section de la conduite. Il s'agit ici de mesures de nature photométrique, qui nécessitent des calibrations absolues.
- L'analyse par granulométrie laser (Phase Doppler Particle Analysis) qui nous donne la distribution complète de taille et de vitesse des gouttes en un point fixé de la conduite (qu'on peut varier, mais sur des échelles de temps de quelques minutes). Cette technique a aussi l'avantage de ne pas nécessiter de calibration, car elle est sensible à la phase plutôt qu'à l'intensité de la lumière. Par contre, elle repose sur un instrument complexe, et peut être sensible à des artefacts.

En combinant les informations des deux techniques (densité interfaciale, distribution de diamètres et vitesses), on peut déduire le flux de liquide transporté localement par le brouillard. Cette donnée essentielle nous permettra de corréler les mesures optiques et thermiques.

### 5.4.3 Caractérisation du brouillard par diffusion

#### Principes généraux

Lorsqu'un faisceau de lumière traverse un brouillard, il est diffusé par les gouttelettes le constituant (cf. figure 5.25).

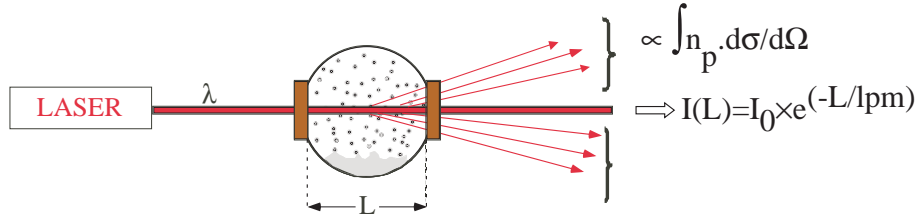


FIG. 5.25 – Lorsqu'un faisceau de lumière (ici un laser de longueur d'onde  $\lambda$ ) interagit avec un brouillard de gouttelettes, on assiste à des phénomènes de diffusion. En diffusion simple, la lumière diffusée est proportionnelle au produit du nombre de particules par la section différentielle de diffusion. L'intensité restante dans le faisceau (n'ayant pas interagi avec les gouttes) décroît exponentiellement avec le rapport de l'épaisseur du brouillard au libre parcours moyen, que ce soit en diffusion simple ou multiple.

Le pouvoir diffusant d'une goutte d'hélium est caractérisé par sa section efficace différentielle de diffusion  $d\sigma/d\Omega$  qui dépend de la direction de diffusion. L'intensité diffusée  $dI$  dans un angle solide  $d\Omega$  est telle que :

$$dI = d\Omega \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot I_0 \quad (5.4)$$

où  $I_0$  est l'intensité incidente par unité de surface.

L'intégrale de  $d\sigma/d\Omega$  sur tous les angles solides est la section efficace totale de diffusion  $\sigma_{\text{tot}}$  :

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_{d\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (5.5)$$

Cette section efficace totale détermine le libre parcours moyen de la lumière  $\ell_{\text{pm}}$  au sein d'une population de diffuseurs. Pour un brouillard homogène et monodisperse (*i.e.* caractérisé par une seule taille de gouttes) où la densité de diffuseurs est  $n_p$ , ce libre parcours moyen vaut :

$$\ell_{\text{pm}} = \frac{1}{n_p \sigma_{\text{tot}}} = \frac{1}{\Sigma_{\text{opt}}} \quad (5.6)$$

Le libre parcours moyen détermine l'atténuation du faisceau au sein du brouillard. L'intensité résiduelle après une distance  $L$  est donnée par la loi de Lambert-Beer :

$$I(L) = I_0 \cdot \exp\left(-L/\ell_{\text{pm}}\right) \quad (5.7)$$

Le libre parcours moyen doit être comparé à la longueur caractéristique  $L$  du milieu dans lequel évoluent les diffuseurs. Le rapport  $L/\ell_{\text{pm}}$  conditionne la probabilité qu'un rayon lumineux traversant le milieu interagisse avec au plus une seule particule. Ainsi, les situations caractérisées par  $\frac{L}{\ell_{\text{pm}}} < 1$  relèvent de la *diffusion simple*, les cas contraires de la *diffusion multiple*. Ces situations sont illustrées dans la figure 5.26. Dans le premier cas, l'intensité diffusée dans une direction donnée est proportionnelle au produit de la densité de diffuseurs par la section efficace différentielle pour cette direction. Ce n'est plus vrai dans le second cas, même si la loi de Lambert-Beer reste, elle, valable.

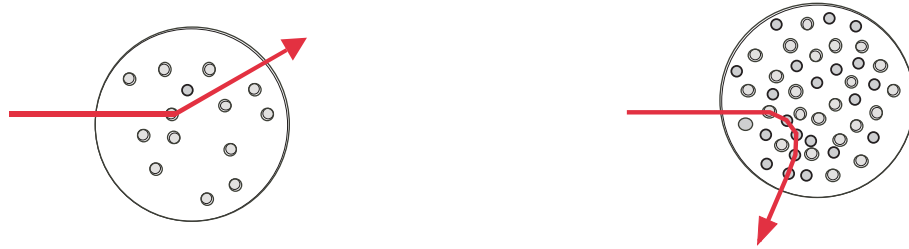


FIG. 5.26 – A gauche, phénomène de diffusion simple. Le milieu étant peu dense, un rayon lumineux a une forte probabilité de n'être diffusé que par une seule particule. Ce rayon diffusé transporte donc les caractéristiques de la seule particule diffusante. A droite, phénomène de diffusion multiple. Le milieu très dense en particules fait qu'un faisceau de lumière a une forte probabilité d'être diffusé par plusieurs particules. Dans ces conditions, il est plus difficile d'avoir accès aux caractéristiques des diffuseurs.

Le libre parcours moyen, et, donc, le régime de diffusion, dépend de la densité par unité de volume et de la section efficace des diffuseurs. Pour des diffuseurs sphériques, cette dernière dépend de leur rayon  $a$  et de la longueur d'onde  $\lambda$  de la lumière.

Pour des diffuseurs de rayon  $a$  très inférieur à  $\lambda$  (régime Rayleigh), la diffusion est isotrope (à un effet de polarisation près), et ne dépend pas de  $a$ . La diffusion de la lumière ne permet d'accéder qu'au produit de la densité des diffuseurs par cette section efficace, et pas indépendamment aux deux quantités. Par contre, lorsque  $a$  et  $\lambda$  sont comparables, la dépendance angulaire de la section efficace différentielle renseigne sur la taille. Une fois la taille connue, la mesure absolue de l'intensité diffusée à un angle donné, ou du libre parcours moyen, donne la densité de diffuseurs.

En pratique, nous verrons que nous nous trouvons dans le troisième cas, celui où  $a \gg \lambda$ . C'est le régime de l'optique géométrique.



### Régime de l'optique géométrique

L'optique géométrique décrit la diffusion d'un faisceau lumineux en se limitant aux phénomènes de réflexion et de réfraction. Dans ce cas, la section efficace totale est la section transverse de la goutte  $\Sigma_{geom} = \pi a^2$ , et la section efficace différentielle ne dépend pas du rayon de la particule.

Il faut cependant tenir compte de la diffraction, qui se produit à des angles inférieurs à  $\lambda/a$ . Dans la limite de très grands rayons, la section efficace correspondante est égale à la section géométrique [41], si bien que la section efficace totale est :

$$\sigma_{opt} = \sigma_{geom} + \sigma_{diff} = 2 \cdot \sigma_{geom}$$

Dans ce régime, comme dans le régime Rayleigh, l'inverse du libre parcours moyen comme l'intensité mesurée au-delà du pic de diffraction ne dépendent que du produit de la densité de diffuseurs par la section efficace totale. Comme  $\sigma_{opt} = 2\sigma_{geom}$ , ces quantités mesurent  $\Sigma_{opt} = \Sigma/2$ , où  $\Sigma$  est l'aire interfaciale par unité de volume ( $n_p \cdot 4\pi a^2$ ).

En principe, cette relation n'est qu'approximative, car, même pour des diamètres de plusieurs dizaines de microns, le rapport de la section efficace totale à la section géométrique oscille fortement autour de la valeur 2, du fait d'interférences entre les rayons réfractés et diffractés. Ce point est discuté dans l'appendice A.4.3, où nous montrons que, pour des distributions exponentielles de tailles de gouttes, la relation  $\Sigma_{opt} = \Sigma/2$  reste cependant correcte. Par ailleurs, une idée du rayon moyen  $a$  peut être obtenue à partir de la largeur du pic de diffraction.

En conclusion, pourvu qu'on soit à la fois dans le régime d'optique géométrique et dans le régime de diffusion simple, la mesure du libre parcours moyen permet d'accéder à la valeur absolue à la densité interfaciale selon l'équation:

$$\Sigma_{opt} = \Sigma/2 = \frac{1}{\ell_{pm}} \quad (5.8)$$

Dans notre expérience, nous vérifions directement la validité du régime d'optique géométrique à partir de la figure de diffusion, mais seulement à mi-tube. Nous verrons dans le prochain paragraphe que nous sortons du régime de diffusion simple, avec un libre parcours moyen qui peut atteindre le tiers ou le quart du diamètre du tube. Heureusement, du fait du faible indice optique de l'hélium, la diffusion (réfraction) a lieu très fortement vers l'avant. Nous montrons dans l'appendice A.4.3 que ceci permet d'utiliser les formules de la diffusion simple jusque dans notre régime, dès lors qu'on observe à un angle assez grand.

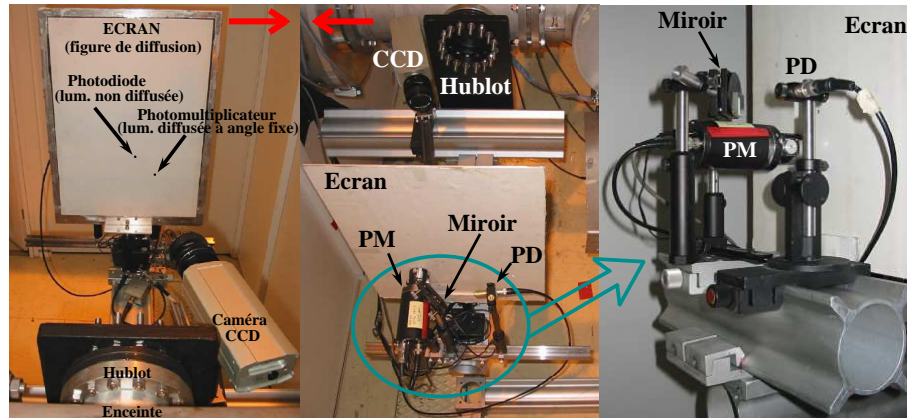


FIG. 5.27 – Vues du dispositif servant à caractériser la diffusion d'un faisceau laser traversant le tube à mi-hauteur. La figure de diffusion est matérialisée sur l'écran et des clichés en sont réalisés grâce à la caméra CCD identifiée sur les deux images de gauche. La partie non diffusée du faisceau, passant à travers l'orifice indiqué la première image, est renvoyée sur la photodiode (PD) par un miroir orientable à  $45^\circ$  situé derrière l'orifice axial. Ce miroir permet de bien centrer le faisceau sur la photodiode. Le photomultiplicateur (PM) est, lui, situé directement derrière l'autre orifice.

#### Mesures de la diffusion à mi-tube

L'accès optique à mi-tube nous permet, à cette altitude, de caractériser la dépendance angulaire de l'intensité diffusée, et de mesurer le libre parcours moyen. Pour cela, un faisceau laser ( $HeNe$ , 10 mW) est tiré horizontalement, perpendiculairement à l'écoulement, à mi-hauteur ("émission laser diffusion" sur la vue d'ensemble 5.21)

Un écran situé à 68 cm de l'axe du tube est utilisé pour recueillir la figure de diffusion. Les profils angulaires d'intensité lumineuse sont obtenus en filmant l'écran avec une caméra CCD 12 bits (Kappa). L'écran est percé de deux orifices, derrière lesquels sont respectivement placés une photodiode (PD) recueillant la partie non-diffusée du faisceau, et un photomultiplicateur (PM) mesurant l'intensité lumineuse diffusée à un angle fixe (70 mrad) par rapport à l'axe du faisceau incident. Le signal de la photodiode donne l'intensité transmise, donc le libre parcours moyen. La vue, depuis l'arrière, de ce dispositif est présentée sur la figure 5.27.

#### Mesures de la diffusion dans le tube en verre

Le dispositif ci-dessus ne permet d'accéder qu'à une mesure moyenne du libre parcours moyen, intégrée sur le diamètre de la conduite, et ce, seulement à mi-hauteur. Au contraire, les mesures que nous allons maintenant décrire permettent d'accéder à la distribution complète de la densité interfaciale (à condition toutefois de supposer valable le régime d'optique géométrique)

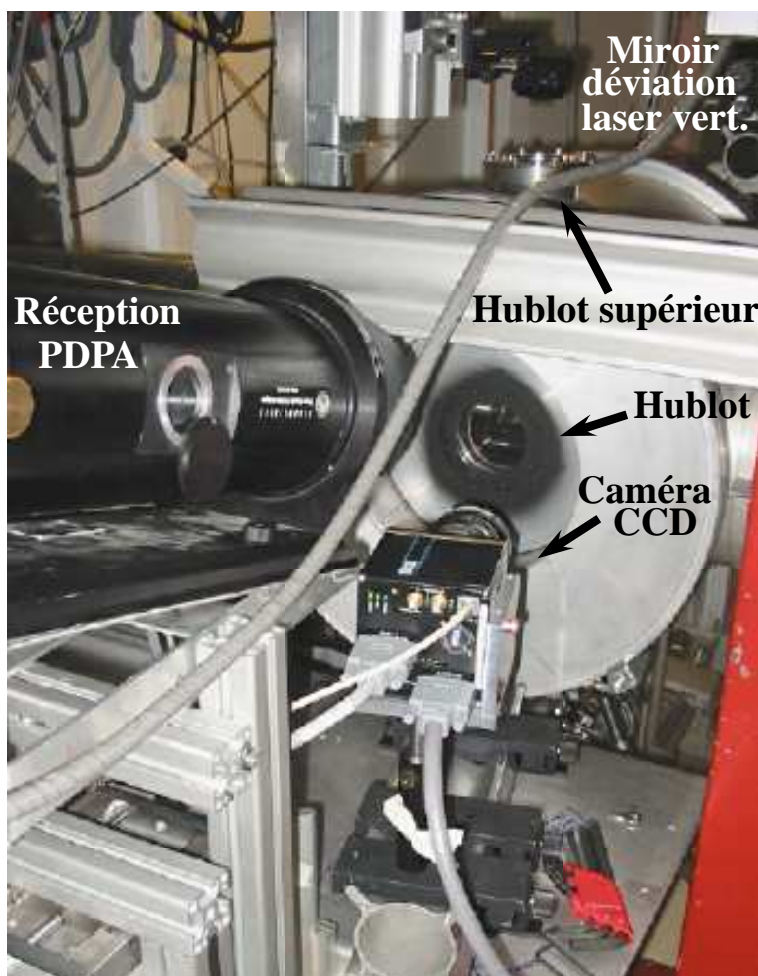


FIG. 5.28 – Cette vue du dispositif de visualisation présente le détail de l'instrumentation mise en œuvre dans l'observation de la diffusion d'une nappe laser et d'un faisceau laser vertical. Elle montre la caméra CCD utilisée pour réaliser les clichés (inclinée de  $16^\circ$  par rapport au plan normal à l'axe de l'écoulement), ainsi que l'accès optique correspondant ; on distingue également le hublot supérieur, par lequel entre dans l'enceinte le faisceau laser vertical, tiré horizontalement puis dévié par le miroir à  $45^\circ$  indiqué en haut de la photographie. Sur la gauche, on identifie l'organe de réception du PDPA, visant la zone de croisement des faisceaux lasers depuis le dessus, à un angle de  $15^\circ$ .

La figure 5.28 montre le détail du dispositif expérimental. Les sources de lumière mises en œuvre peuvent être soit un laser tiré de haut en bas à travers le tube (pénétrant dans l'enceinte par le hublot supérieur) et observé à  $90^\circ$ , soit une fine nappe de lumière laser dans un plan vertical, coupant le tube suivant une section transverse. Cette nappe est engendrée par une diode laser He-Ne, et focalisée par la lentille de sortie de cette diode sur le tube (puissance totale, divergence, puissance/mm dans le plan focal, polarisation).

Une caméra CCD Dalsa 12 bits ( $1024 \times 1024$  pixels, regroupés ("binnés") par 4 pour donner une taille finale de  $512 \times 512$ ) sert à acquérir des images de la lumière diffusée par le brouillard. Elle est associée à un objectif Nikon de focale 85 mm et d'ouverture réglable de 16 à 1.8, et à

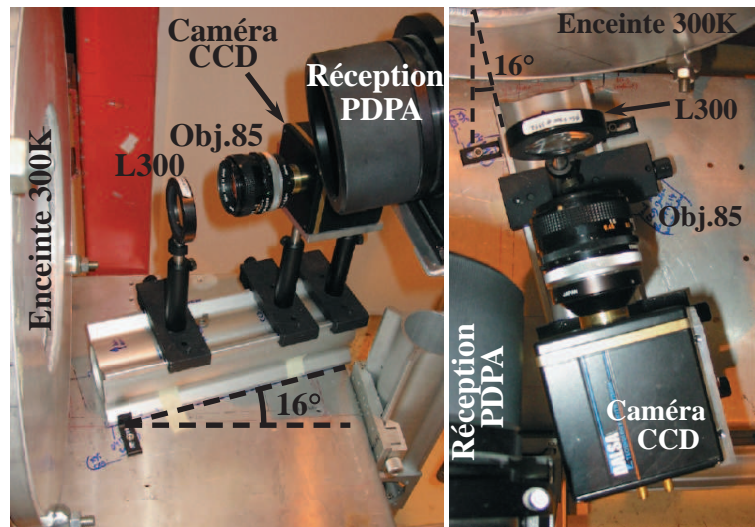


FIG. 5.29 – Dispositif d’acquisition d’images de l’écoulement : vues de côté (gauche) et de dessus (droite).

une lentille convergente de diamètre 50 mm et de focale 300 mm. Le système ainsi formé a un grandissement  $G = 0.28$ . L’élément sensible de la caméra étant un carré de 12 mm de côté, cette configuration optique permet d’optimiser les images obtenues, puisque les 44 mm de diamètre extérieur du tube coïncident alors presque exactement avec la hauteur de l’image, correspondant à 512 pixels. La configuration est illustrée figure 5.29, respectivement par les vues de côté et de dessus du dispositif optique.

La caméra est placée dans un plan horizontal par rapport au tube, et son axe est incliné de  $16^\circ$  par rapport au plan vertical de la nappe, comme représenté sur la figure 5.29. Elle permet donc d’imager le brouillard à travers toute la section de la conduite. L’angle de  $16^\circ$  correspond à un compromis entre l’intensité diffusée (d’autant plus grande qu’on observe sous un angle faible), une résolution suffisante selon la direction de la nappe, et la contrainte que l’angle d’observation (et donc la sensibilité à l’aire interfaciale) ne varie pas trop en fonction de la position dans la conduite. Avec ce choix, la variation maximale de l’angle d’observation (entre l’avant et l’arrière de la section observée) est de  $\pm 18$  mrad à 280 mrad, correspondant à une variation de  $\pm 25\%$  de l’intensité diffusée, à densité interfaciale uniforme. Dans la direction verticale, la variation entre le centre et le bas ou le haut du tube n’est que de 7 mrad.

La même caméra observe également un faisceau laser traversant le tube du haut vers le bas, à partir du hublot situé sur le haut de la conduite. On mesure ainsi la diffusion à  $90^\circ$  du brouillard, le long d’un diamètre vertical de la conduite. En régime d’optique géométrique (et de simple diffusion), ce profil doit être le même que celui mesuré à partir de la diffusion de la nappe. Le laser utilisé est un He-Ne Uniphase de 10 mW, dont le faisceau, tiré horizontalement, est

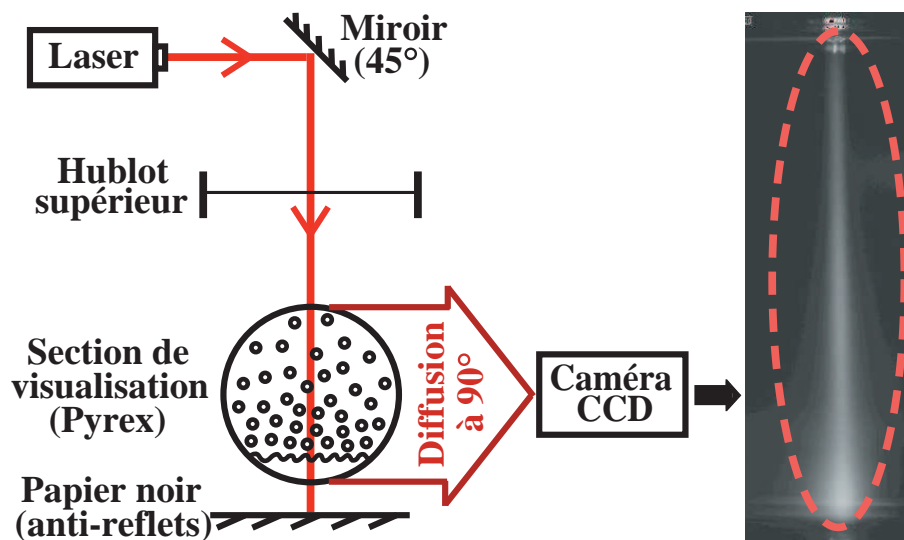


FIG. 5.30 – Schéma du dispositif permettant d’obtenir des clichés d’une traversée de l’écoulement par un faisceau laser tiré verticalement de haut en bas. La caméra CCD est décalée de  $16^\circ$  par rapport au plan perpendiculaire à l’écoulement contenant le faisceau. À droite, un cliché obtenu dans des conditions d’atomisation développée : la section droite du tube contenant le faisceau est matérialisée par l’ellipse en pointillés.

dévié par un miroir, comme l’illustre le schéma 5.30. Le faisceau est situé environ 2.5 cm en aval de la nappe, ce qui permet de les visualiser simultanément (figure 5.32). Cependant, pour l’analyse quantitative, nous n’avons utilisé qu’une des deux sources à la fois, car la lumière correspondant à la diffusion de la nappe laser pollueait l’image au niveau du laser vertical. Sauf mention contraire, la polarisation incidente était perpendiculaire au plan d’observation.

### Traitement des images

Il est tout d’abord nécessaire de se doter d’une échelle standard de niveaux de gris, afin de comparer entre elles des images obtenues pour différentes configurations des caméras. Pour chaque caméra, nous utilisons comme unité un bit normalisé par les caractéristiques du système optique [pose, gain, ouverture], noté bsd. Ce bit normalisé est construit en multipliant le bit brut par les inverses du temps d’exposition et du gain, et par le carré de l’ouverture numérique. Le résultat est proportionnel<sup>7</sup> à l’intensité lumineuse  $\frac{dI}{d\Omega}$  émise par l’objet par unité de surface apparente (c.a.d. projetée sur le plan perpendiculaire à l’axe de visée) et par stéradian, au point imagé et dans la direction d’observation. Pour la CCD imageant le tube, ce résultat, dans le régime de l’optique géométrique, est proportionnel à la densité locale d’interface  $\Sigma_{geom}$ , ou, de façon équivalente, à l’inverse du libre parcours moyen local. Plus précisément, pour la nappe, le

7. Le facteur de proportionnalité ne dépend pas du grossissement global de l’image.



signal mesuré est proportionnel à

$$\frac{dI}{d\Omega} = \alpha I_{nappe} \Sigma \frac{f(\theta)}{\sin(\theta)} \quad (5.9)$$

, où  $I_{nappe}$  est l'intensité incidente de la nappe par unité de hauteur,  $f(\theta)$  le rapport de la section efficace différentielle dans la direction  $\theta=16^\circ$  à la section efficace totale,  $\sin(\theta)$  le facteur de compression de l'image dans la direction horizontale, et  $\alpha=1/2$  dans le régime d'optique géométrique (eq. 5.8).

La détermination du facteur de proportionnalité global entre le signal mesuré par la CCD et  $\Sigma$  nécessite une calibration que nous décrirons plus loin. Pour la CCD filmant la diffusion du laser horizontal, le signal en un point de l'écran est proportionnel à l'intensité totale diffusée dans la direction correspondante. La configuration de la caméra CCD visualisant la nappe et le laser vertical est choisie en fonction du degré d'atomisation. Dans la mesure du possible, on privilégie des ouvertures élevées (diaphragme peu ouvert, grande profondeur de champ) et des temps d'exposition longs (10 et 30 ms), afin d'intégrer le signal collecté sur un grand nombre de passages de gouttelettes. L'utilisation de temps longs est également importante pour minimiser l'effet de transfert de charge, à travers le chip CCD, vers la mémoire tampon<sup>8</sup>.

Une fois les conditions hydrauliques stabilisées, on réalise avec les deux CCD des séries de plusieurs clichés, à une cadence typique d'une image par seconde. L'intensité diffusée fluctue d'image à image, révélant la nature non stationnaire du brouillard. Dans la plupart des conditions, la fluctuation *r.m.s* relative (pour la nappe) est de l'ordre de 30%, et dépend peu du temps d'exposition entre 3 et 30 ms. En outre, les images successives sont peu corrélées. Il semble donc que les fluctuations soient à des échelles de temps intermédiaires entre 30 ms et 1 s. Les fluctuations d'intensité observées pourraient alors provenir d'une fluctuation de vitesse ou de niveau (les deux facteurs influencent en effet l'atomisation). Nous n'avons pas pu tester la seconde hypothèse, faute d'avoir réalisé des mesures capacitatives de niveau à la fréquence convenable. Par contre, les mesures de vélocimétrie PDPA, elles, montrent des fluctuations à l'échelle de temps de la centaine de ms (figure 6.42), qui pourraient expliquer les fluctuations d'intensité observées.

Quelle que soit l'origine exacte des fluctuations, il importe de les moyenner afin de pouvoir étudier l'influence des paramètres hydrauliques sur l'atomisation. En pratique, nous moyennons

---

8. Les pixels de l'image situés sous une région de forte luminosité sont en effet pollués lorsqu'ils traversent cette région lors de la phase de transfert. Cet effet est d'autant plus faible que le temps d'exposition est grand devant le temps de transfert de ligne à ligne (2  $\mu$ s par ligne, soit 4  $\mu$ s par ligne "binnée"), multiplié par le nombre de lignes traversant la région brillante.

une centaine d'images (pour le laser vertical comme pour la nappe), ramenant la fluctuation *r.m.s* à un niveau de quelques %. A partir de l'image moyenne obtenue pour des temps de pose,

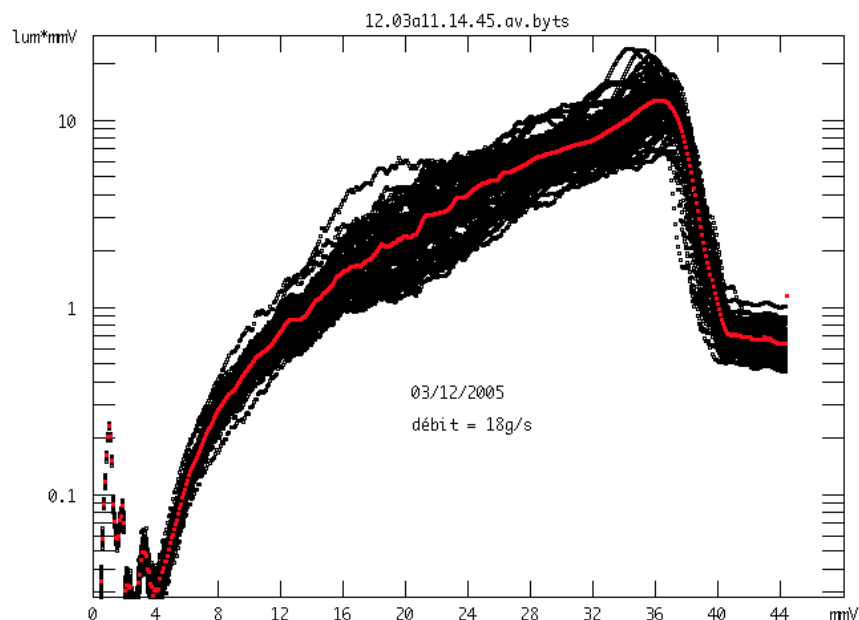


FIG. 5.31 – Profils des clichés instantanés et profil de l'image moyenne : exemple pour un point de fort débit ( $18 \text{ g.s}^{-1}$ ) pour une vitesse vapeur d'une dizaine de mètres par seconde.

gain, et ouverture fixés, on construit alors le profil d'intensité lumineuse en fonction de l'altitude dans le tube, comme l'illustre la figure 5.31 pour la nappe. On procède de même pour le laser vertical.

Les clichés sont alors analysés avec deux types de boîtes d'étude, présentées sur la figure 5.32. Les boîtes représentées sur l'image de gauche de la figure permettent d'obtenir le profil d'intensité lumineuse dans le tube en fonction de l'altitude  $y$ , pour la nappe comme pour le laser vertical. Les boîtes représentées sur l'image de droite permettent d'extraire l'intensité moyenne aux altitudes des capteurs suspendus thermiques. Leur extension verticale correspond à celle de la surface active des capteurs suspendus. De la même façon, nous utilisons également des boîtes correspondant à la position des capteurs capacitifs. Nous pourrions ainsi corréler la réponse de ces différents capteurs à la densité du brouillard en regard.

Contrairement au cas de la nappe, les boîtes d'étude pour le laser vertical englobent toute la largeur du faisceau incident, et le signal mesuré est l'intégrale de l'intensité par pixel sur toute la largeur des boîtes. Ceci permet de s'affranchir du profil transverse d'intensité du laser incident.

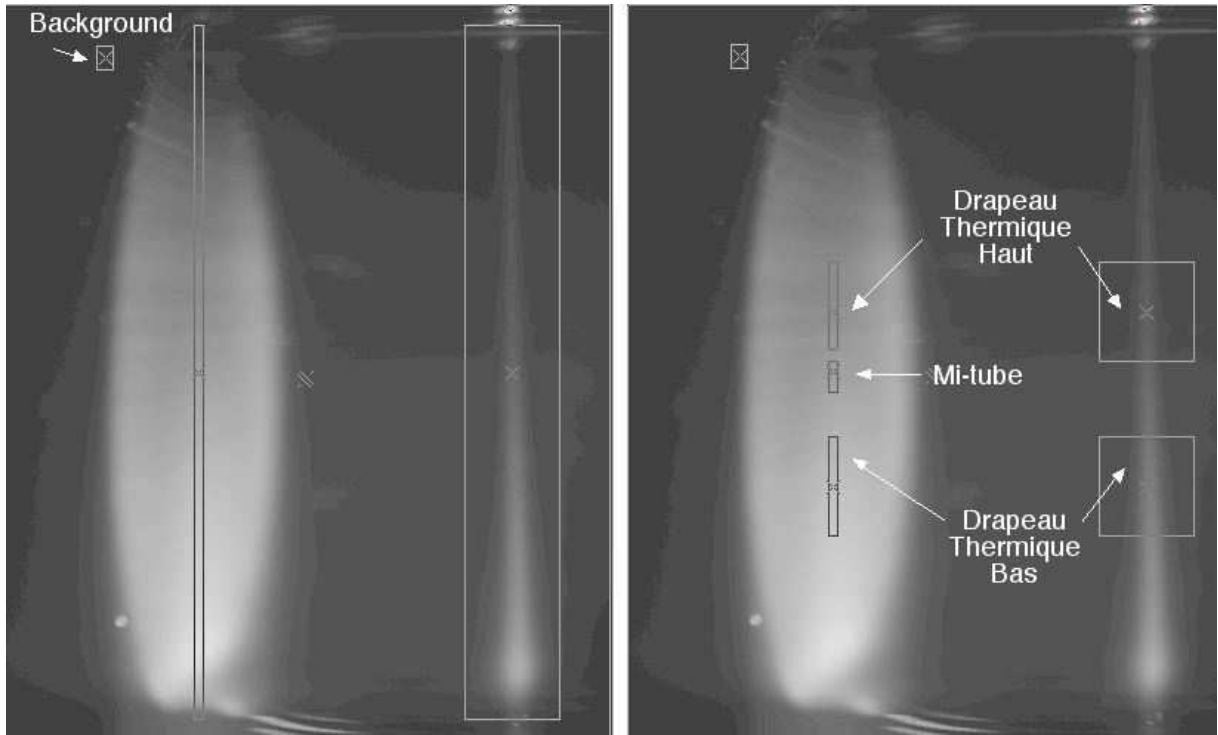


FIG. 5.32 – Boîtes d’étude utilisées dans l’analyse de l’intensité diffusée. Eclairage simultané par la nappe et le laser vertical, dans les mêmes conditions que pour la figure 5.31 (point N18). A gauche, les boîtes permettant d’obtenir le profil d’intensité en fonction de l’altitude ; à droite, les boîtes correspondant aux capteurs thermiques et au centre du tube.

La quantité mesurée dans ce cas est proportionnelle à

$$\int \frac{dI}{d\Omega} dx = \alpha I_{LV} \Sigma \frac{f(\theta)}{\sin(\theta)} \quad (5.10)$$

, avec le même facteur de proportionnalité que pour le cas de la nappe. L’intégrale est selon la largeur de la boîte,  $\theta=90^\circ$ ,  $I_{LV}$  est l’intensité totale du laser vertical, et les autres quantités ont le même sens que dans l’équation 5.9. En principe, les signaux pour la nappe et le laser vertical, mesurés en un même point de la section transverse du tube, sont donc dans un rapport

$$\frac{N_{appe}}{LV} = \frac{I_{nappe}}{I_{LV}} \frac{f(16^\circ)}{f(90^\circ) \sin(16^\circ)} \quad (5.11)$$

### Interprétation des clichés

L’interprétation du profil d’intensité obtenu nécessite tout d’abord d’identifier les points caractéristiques. La figure explicative 5.33 permet de détailler un cliché brut et le profil associé, afin de mieux comprendre les analyses commentées par la suite. Pour plus de clarté, nous



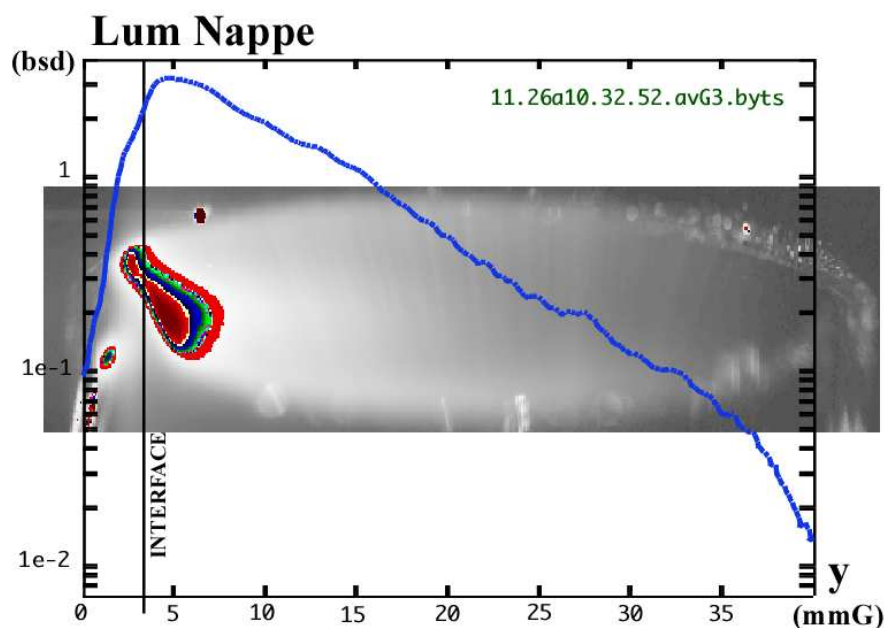


FIG. 5.33 – Comparaison, pour des conditions expérimentales données, du cliché brut et du profil d'intensité lumineuse correspondant.

présenterons dans la suite les profils d'intensité lumineuse avec une échelle limitée aux 40 mm de hauteur interne du tube. L'altitude "0 mm" correspondra au bas de l'intérieur du tube, et l'altitude "40 mm" à son sommet. On obtient, après traitement, le profil en surimpression sur la figure 5.33.

On reconnaît l'interface, que l'on voit depuis le dessus, l'axe de la caméra étant proche de l'altitude médiane du tube. Elle semble inclinée à cause de son extension en profondeur. On identifie également, au-dessus de l'interface, une zone de forte intensité lumineuse à l'apparence d'une flamme. Cette structure se retrouve sur l'ensemble des clichés à forte vitesse vapeur, comme on le verra au chapitre suivant. L'intensité décroît ensuite avec l'altitude, ce qui traduit la stratification du brouillard. Cette décroissance se raidit dans les derniers millimètres supérieurs avant d'atteindre le verre, manifestement pas parfaitement propre puisque brillant.

#### *Dépendance angulaire de l'intensité diffusée : tests de l'optique géométrique et de la diffusion simple*

La conversion des profils d'intensité diffusée en profils de densité d'interface suppose implicitement que l'on est dans le régime d'optique géométrique (§ 5.4.3). Nous pouvons tester cette hypothèse à mi-tube grâce au faisceau laser traversant horizontalement le tube à cette alti-

tude (§ 5.4.3). La figure 5.34 montre ainsi des images de l'intensité diffusée recueillie sur l'écran, pour une expérience que nous décrirons en détail au chapitre 6, qui consiste à augmenter graduellement la puissance en entrée de ligne, à température et débit total fixés. Corrélativement, la vitesse vapeur et l'atomisation augmentent, et le niveau liquide baisse.

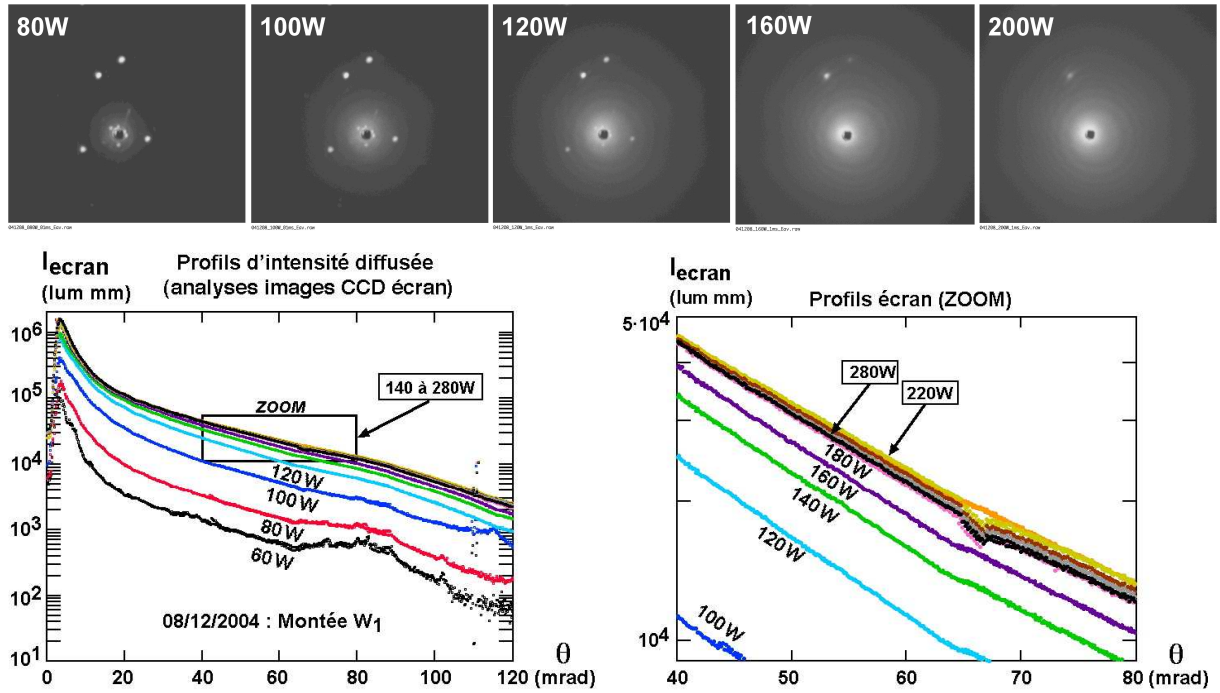


FIG. 5.34 – Montée graduelle de la puissance d'évaporation  $W_1$  : analyses des figures de diffusion du faisceau laser à mi-tube, recueillies sur l'écran. En haut, à titre illustratif, sont présentées les images moyennes issues des clichés instantanés réalisés pour différents points, avec un temps de pose de 1 ms. Les graphes du dessous à gauche présentent les profils d'intensité lumineuse diffusée en fonction de l'angle de diffusion pour les points de 60 à 280 W. Sur le zoom de droite, les points importants à identifier sont le profil le plus intense (220 W), et le profil à 280 W moins intense. Les reflets visibles sur les clichés, provenant de réflexions sur les faces des hublots traversés, sont éliminés lors du post-traitement en utilisant un masque : les zones concernées ne sont pas prises en compte dans la construction du profil.

L'analyse des images montre que les profils d'intensité dans des boîtes horizontale et verticale passant par le trou central sont identiques. Cette identité indique que la diffusion est en moyenne isotrope (compte tenu de la direction horizontale de l'écoulement, une anisotropie azimutale due à une éventuelle élongation des gouttes se manifesterait par une différence entre ces profils). De ce fait, l'intensité diffusée ne dépend que de l'angle entre le faisceau incident et le faisceau diffusé, et nous déterminons cette dépendance en sommant sur tous les pixels situés à distance fixe du trou central (apparaissant en noir) par lequel passe le faisceau laser. La figure 5.34 présente ces profils angulaires pour toutes les conditions disponibles lors de la montée de puissance jusqu'à 280 W.

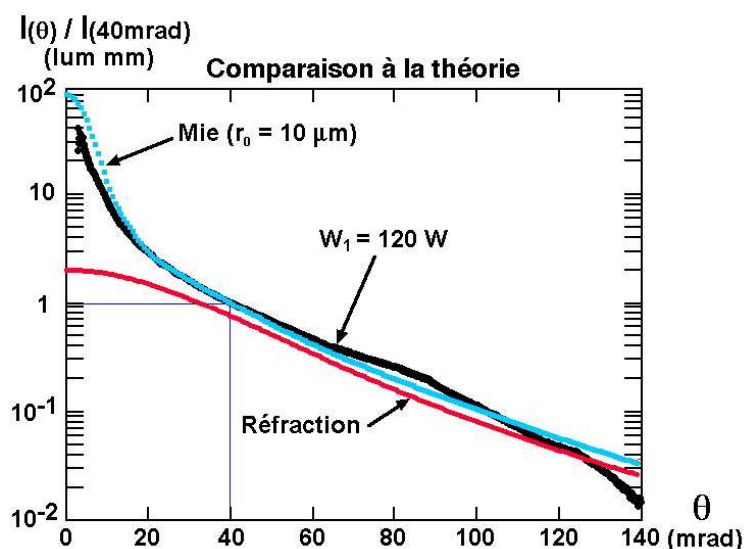


FIG. 5.35 – Profils angulaires d'intensité diffusée : comparaison à la théorie. La courbe continue foncée présente l'intensité angulaire diffusée calculée par la théorie de Mie, pour une distribution de tailles centrée sur un diamètre de  $20 \mu\text{m}$ . La courbe expérimentale correspond à une puissance de 120 W (pose 1 ms). L'intensité est normée par sa valeur à 40 mrad.

L'intensité à angle donné augmente avec la puissance jusqu'à 220 W. On constate sur le zoom de droite qu'elle diminue ensuite, probablement à cause de la baisse du niveau liquide. La dépendance angulaire observée à 120 W est compatible avec ce qu'on attend pour des gouttes de diamètre supérieur au micron, à savoir un pic intense à faible angle, lié à la diffraction, superposé sur une décroissance rapide, liée à la réfraction. Ce fait est démontré par la figure 5.35, qui compare le profil obtenu pour le point à 120 W avec la prédiction de la théorie de Mie pour une distribution exponentielle de diamètres de gouttes  $P(d) = \frac{1}{d_c \exp(-d/d_c)}$  avec un diamètre caractéristique  $d_c$  de 20 microns, ordre de grandeur compatible avec les données PDPA pour de nombreuses conditions. Au-delà de 30 mrad, la courbe expérimentale, la prédiction de la théorie de Mie, et celle de l'optique géométrique (réfraction seule) sont très proches. En dessous de 30 mrad, le pic observé dans l'expérience est similaire à celui calculé, quoiqu'un peu plus étroit, ce qui pourrait résulter d'une distribution de diamètres déplacée vers les petites valeurs par rapport au choix théorique. Quant aux écarts constatés à partir de 80 mrad, ils pourraient être liés aux incertitudes de soustraction du fond lumineux parasite, critiques compte tenu de la dynamique très importante du signal.

Les profils obtenus aux puissances supérieures à 120 W ont une intensité plus élevée, mais une forme similaire. Ceci montre qu'on reste dans le domaine de l'optique géométrique à forte vitesse vapeur, et suggère que les effets de diffusion multiple, qui redistribue l'intensité des petits angles vers les grands (§A.4.3), sont modérés. Ces effets existent néanmoins, comme le montre

l'analyse des signaux simultanément mesurés par la photodiode et le photomultiplicateur.

Ces signaux sont présentés sur la figure 5.36. En-dessous d'une puissance de 50 à 60 W (valeurs correspondant au seuil d'atomisation en vitesse vapeur), les deux signaux restent pratiquement constants : le faisceau traverse la vapeur transparente en mouvement. Lorsqu'on continue à augmenter la puissance d'entrée, l'atomisation apparaît et un brouillard se développe dans le tube. Le faisceau interagit avec les gouttelettes, ce qui diminue l'intensité recueillie sur la PD, et augmente l'intensité diffusée à l'angle du PM.

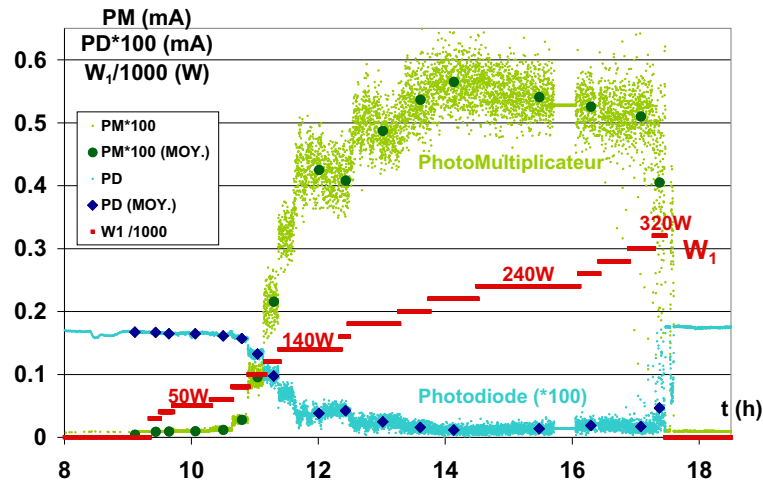


FIG. 5.36 – Comparaison des signaux du photomultiplicateur et de la photodiode lors de la montée graduelle de puissance de création de titre jusqu'à assèchement de la ligne. A mesure que le brouillard se densifie, le signal transmis (mesuré par la PD) s'atténue et le signal récupéré par le PM augmente.

Le signal de la photodiode nous permet de déterminer le libre parcours moyen du faisceau grâce à l'équation 5.7, où la longueur  $L$  du trajet dans le brouillard est, dans ce cas, le diamètre du tube. Ceci nous permet d'accéder à la densité interfaciale d'après l'équation 5.6. Le PM mesure l'intensité diffusée à 70 mrad. On peut aussi déduire cette information des profils angulaires d'intensité, mais le signal du PM à l'avantage d'être acquis et moyenné en continu, contrairement à celui de la CCD.

La figure 5.37(a) présente alors l'évolution de l'intensité mesurée par le PM en fonction du rapport  $L/\ell_{pm}$ , qui représente le nombre moyen de collisions lors d'une traversée à mi-tube. On observe une courbure prononcée, qui indique des effets de diffusion multiple pour des valeurs de  $L/\ell_{pm}$  supérieures à l'unité. Ceci n'est pas surprenant, mais le point crucial est que l'intensité diffusée à des angles plus élevés (16 et 90°) reste, elle, linéaire, comme le montre la figure 5.37(b). Comme discuté dans l'appendice A.4.3, ce comportement différent s'explique par le fait que la diffusion par des gouttes d'hélium se fait principalement vers l'avant. Les effets

de la diffusion multiple apparaissent à des valeurs de  $L/\ell_{pm}$  d'autant plus élevées qu'on observe à grand angle de diffusion.

A partir de la dépendance angulaire de l'intensité diffusée mesurée en diffusion simple (fig-

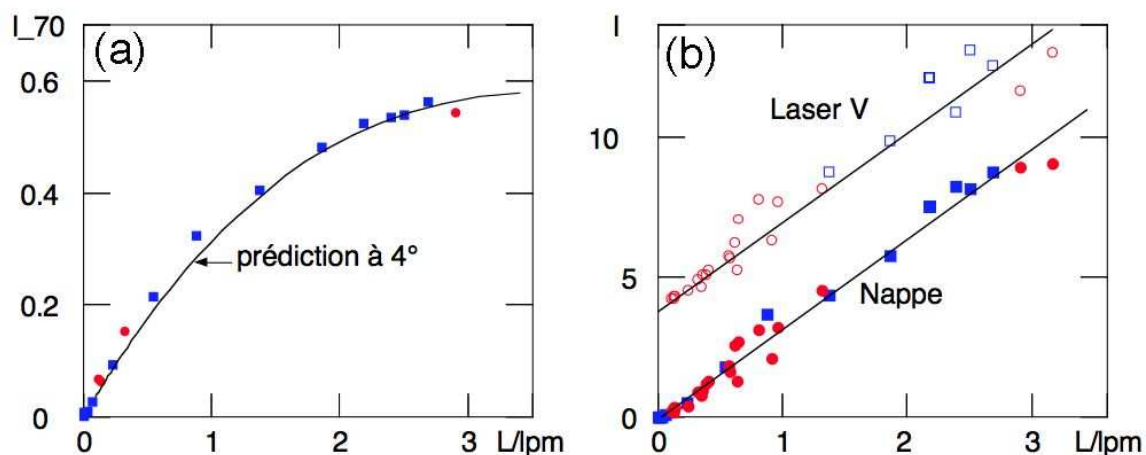


FIG. 5.37 – (a) Intensité à 70 mrad mesurée par le photomultiplicateur en fonction du nombre moyen de collisions  $L/\ell_{pm}$  dans la traversée à mi-tube; carrés: montée en puissance du 8/12; ronds: autres points en superfluide; courbe continue: comportement prédit à 4°, à partir de la section efficace différentielle mesurée dans la figure 5.35 et du calcul de diffusion multiple effectué dans l'appendice A.4.3. Le point à 120 W correspond à  $L/\ell_{pm}=0.55$ . (b) Intensités mesurées à mi-hauteur pour la nappe (diffusion à 16°) et le laser vertical (diffusion à 90°). Pour le laser, les données sont multipliées par 7, et décalées verticalement de 4. A ces angles, l'intensité diffusée varie linéairement avec le nombre de collisions jusqu'à des valeurs bien supérieures à 1. Les symboles sont les mêmes que pour la figure (a).

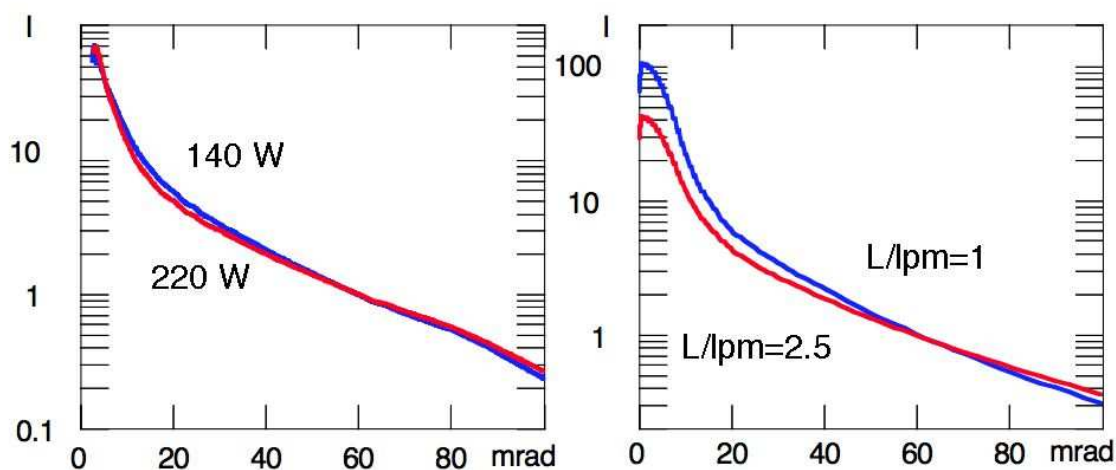


FIG. 5.38 – (a) Courbes expérimentales, normalisées à 60 mrad pour des puissances de 140 et 220 W, correspondant à des nombres de collisions  $L/\ell_{pm}$  de 0.9 et 2.5. (b) Comportement théorique prévu pour  $L/\ell_{pm}=1$  et 2.5.

ure 5.35), on peut prédire, pour un angle donné, l'évolution de l'intensité en fonction du nombre de collisions (cf appendice A.4.3). Ce calcul montre qu'il est normal d'obtenir un comportement linéaire à  $16^\circ$  et  $90^\circ$  jusqu'à des valeurs de  $L/\ell_{pm}$  de l'ordre de 10, bien supérieures à 3, tout en rendant compte de la courbure observée à  $70$  mrad. Il donne aussi l'effet théorique de la diffusion multiple sur la dépendance angulaire de l'intensité diffusée (figure 5.38b). Du fait de la grande dynamique de la dépendance angulaire, il est moins net que dans la figure 5.37(a). On explique ainsi, au moins qualitativement, la faible différence entre les courbes expérimentales de la figure 5.38(a).

#### *Calibration de la nappe et du laser vertical*

Une fois comprise la linéarité de ses signaux, la figure 5.37(b) nous permet de calibrer le coefficient de proportionnalité entre le signal  $Lum_{NAP}$  de diffusion de la nappe et la densité interfaciale, mesurée par le rapport du diamètre du tube  $L$  au libre parcours moyen. On a  $Lum_{NAP} = 3.2 \cdot L/\ell_{pm}$ . On va ainsi être capable, à partir la diffusion de la nappe, de mesurer en tout point de la section du tube la densité interfaciale, pour autant qu'on reste dans le régime linéaire, et également en optique géométrique. On peut calibrer de la même façon le laser vertical. D'après la figure 5.37(b), le coefficient est 7 fois plus petit que pour la nappe. Notons que ce rapport 7 est en bon accord avec celui prédit par l'équation 5.11, à partir des valeurs de la fonction  $f$  prédites par le régime géométrique ( $\frac{f(16^\circ)}{f(90^\circ)} \approx 950$ ), et des intensités respectives de la nappe et du laser vertical, toutes deux mesurées expérimentalement. Ainsi, à mi-hauteur, le laser vertical et la nappe donnent des résultats cohérents.

Les coefficients de proportionnalité trouvés sont entachés d'une certaine erreur, due au fait que l'intensité transmise mesurée par la photodiode intègre sur tout le diamètre du tube, ce qui n'est pas le cas des boîtes d'étude choisies pour la nappe et le laser vertical. Les deux mesures ne seraient donc équivalentes que pour un brouillard parfaitement homogène, ce qui n'est pas le cas. Pour la nappe, on peut directement connaître l'erreur commise en choisissant une boîte qui couvre tout le diamètre. Pour une large gamme de conditions, on trouve que l'intensité au centre du tube est 20% plus élevée que la moyenne sur un diamètre horizontal (en d'autres termes, à mi-hauteur, le brouillard est un peu plus dense au centre du tube). L'erreur est donc faible, et, compte tenu de son caractère systématique, nous la négligerons dans la suite.



### Comparaison des profils obtenus avec la nappe et le laser vertical

Nous venons de voir que la nappe et le laser vertical donnent la même densité interfaciale à mi-hauteur. En principe, il doit en être de même à toute altitude; or, comme le montre la figure 5.39, ce n'est pas le cas.

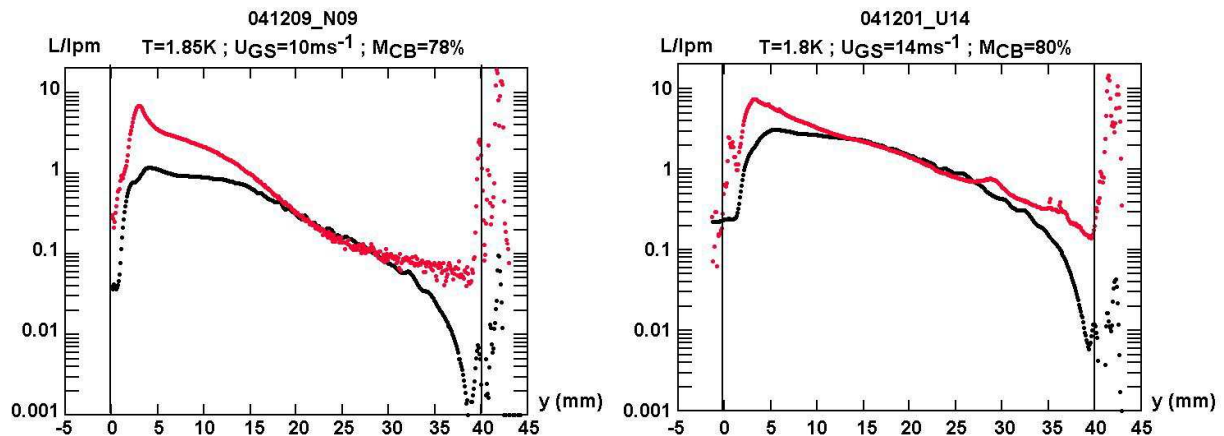


FIG. 5.39 – Profils issus de la diffusion de la nappe laser et du laser vertical, pour 2 points décrits au chapitre suivant, N9 et U14, correspondant à des degrés d'atomisation à mi-hauteur dans un rapport presque 10. L'échelle verticale est le rapport du diamètre du tube au libre parcours moyen.

Si les profils sont similaires dans la région centrale du tube (10-30 mm à partir du bas), la diffusion lue par la nappe dans les 10 premiers et les 10 derniers mm est nettement inférieure à celle lue par le laser. Cette différence est systématique pour l'ensemble des conditions explorées (voir appendice A.6). Elle peut provenir soit d'un artefact expérimental, soit d'un écart à la diffusion prédite par l'optique géométrique dans ces parties du tube. Plusieurs artefacts sont envisageables

1. L'intensité incidente de la nappe pourrait varier en fonction de l'altitude.
2. Les dioptres vide-verre-hélium peuvent affecter la distribution d'intensité incidente en haut et en bas du tube (effets de réfraction et de transmission).
3. L'angle d'observation de la nappe devient supérieur à  $16^\circ$  quand on s'éloigne de l'axe du tube. Ceci peut réduire l'intensité diffusée, à cause de la forte anisotropie vers l'avant de la diffusion par l'hélium.
4. En haut du tube, où le signal est faible, la mesure par le laser vertical pourrait être biaisée par la diffusion au niveau du point d'impact sur le verre. En effet, comme décrit au §5.4.3, le spot brillant résultant peut polluer la partie de l'image située en-dessous de lui, à cause du transfert de trame.

5. En bas du tube, la densité interfaciale pourrait devenir suffisante pour passer en régime de diffusion multiple à  $16^\circ$ , limitant ainsi l'intensité recueillie dans les mesures de nappe.

Nous avons exclu les trois premiers facteurs. Une mesure séparée du profil d'intensité de la nappe (en dehors de l'expérience) montre que son uniformité est bien meilleure que ce que nécessiterait la première explication.

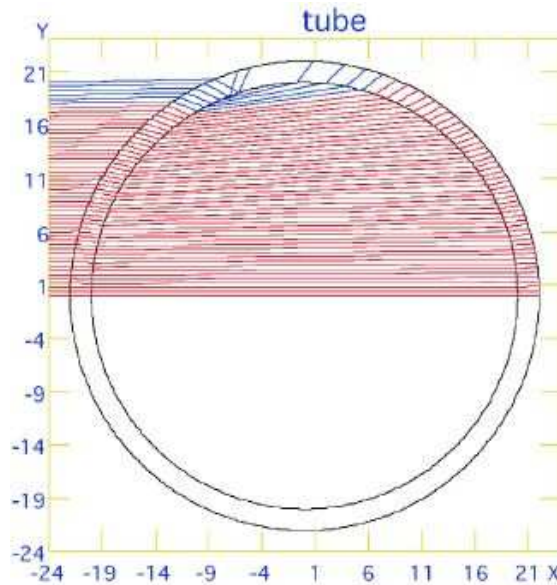


FIG. 5.40 – Tracé des rayons pour un faisceau incident horizontal, et un tube de verre d'épaisseur 2 mm. Tous les rayons incidents à une altitude inférieure au rayon intérieur du tube pénètrent l'intérieur du tube, mais s'écartent lorsque s'on se rapproche du haut du tube, ce qui correspond à une diminution d'intensité incidente.

L'effet de la réfraction des dioptries, lui, est montré figure 5.40). Hormis sur les 3 derniers mm en haut (et en bas) du tube, l'intensité incidente sur le plan médian du tube ne diminue que de 10% entre le centre et les bords. Lorsqu'on inclue la variation de transmission en fonction de l'angle d'attaque, elle peut devenir maximale au bord du tube (pour une polarisation dans le plan d'incidence, et au voisinage de l'angle de Brewster), mais la variation n'excède pas non plus 10%. De tels chiffres ne peuvent expliquer la figure 5.39.

Quant à la variation d'angle d'observation, nous avons mentionné au §5.4.3 que celle-ci n'était que 7 mrad. Là encore, c'est beaucoup trop peu pour expliquer les effets observés.

La figure 5.41 montre que la diffusion multiple est par contre une explication probable pour la différence observée en bas de la conduite entre nappe et laser vertical. Cette figure compare les profils d'intensité diffusée pour le laser vertical, la nappe, et un laser horizontal (un des faisceaux du PDPA) dont l'altitude est variée par pas de 1 ou 2 mm. Dans ce dernier cas, l'intensité



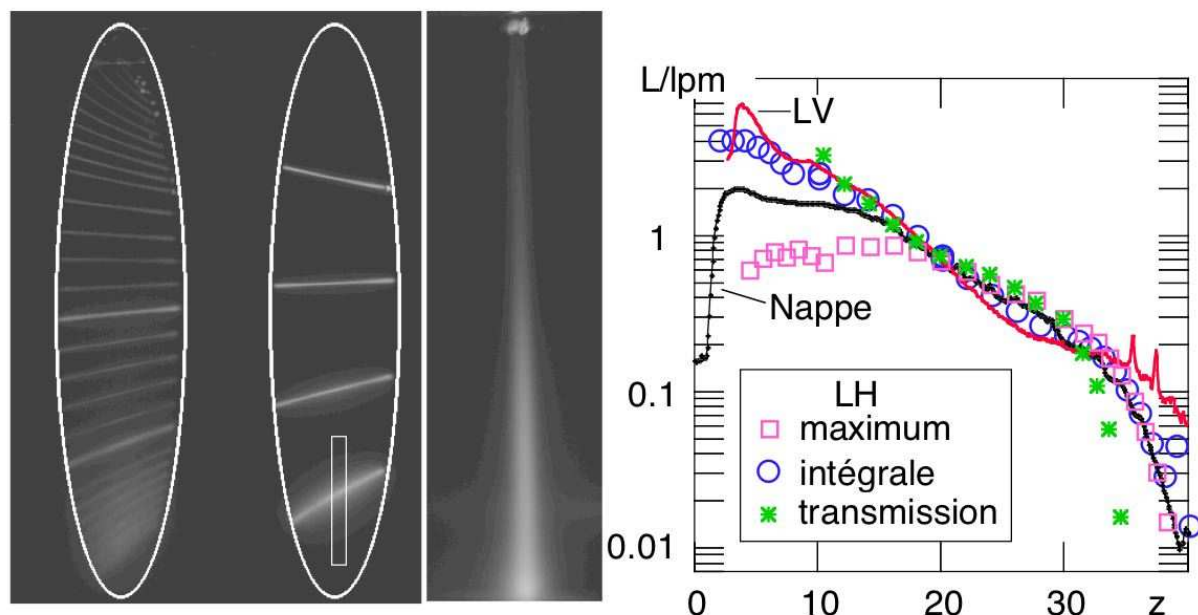


FIG. 5.41 – Comparaison des différentes méthodes de mesure du profil vertical de densité interfaciale, pour les conditions T2c. L'image de gauche est constituée d'une moyenne des clichés CCD de traversées horizontales discrètes lors du scan complet du tube en altitude. L'ellipse est le pourtour intérieur de la conduite, matérialisé par les extrémités des faisceaux. L'image du centre est une moyenne des clichés obtenus lors de traversées horizontales à 6, 14, 22 et 30 mm d'altitude. La diffusion multiple élargit nettement les faisceaux les plus bas, ainsi que le laser vertical (image de droite). La boîte représentée est un exemple de celles utilisées pour déterminer le maximum ou l'intégrale verticale de l'intensité diffusée pour chaque position du faisceau horizontal. Celui-ci compare, pour ces conditions d'écoulement, les profils du rapport  $L/\ell_{pm}$ , où  $L$  est le diamètre de la conduite, obtenus à partir de la nappe et du laser vertical LV (courbes continues), et des traversées horizontales (LH : carrés pour les maxima d'intensité, ronds pour l'intégrale verticale pour chaque traversée de l'intensité diffusée, étoiles pour la transmission mesurée par photodiode). Pour les ronds et les carrés, le signal est normalisé de telle sorte que la densité interfaciale déterminée à 20 mm soit identique à celle donnée par la nappe laser.

portée à chaque altitude correspond au maximum de niveau de blanc, au milieu de la traversée. Au-dessus de 15 mm, et en-dessous de 33 mm, les trois profils sont très proches. Par contre, en dessous de 15 mm, ils s'écartent d'autant plus que l'altitude est faible, l'intensité diffusée pour le laser horizontal diminuant même avec l'altitude! L'examen des images correspondantes en révèle la raison. La diffusion élargit la section du faisceau, ce qui diminue l'intensité diffusée par unité de surface<sup>9</sup>. Cet effet de diffusion multiple est d'ailleurs également visible sur l'image du laser vertical. Pour obtenir une mesure correcte de l'intensité interfaciale, il faut alors intégrer l'intensité diffusée sur toute la hauteur du faisceau<sup>10</sup>. La figure 5.41 montre que la densité in-

9. Cet effet de diffusion multiple n'est pas en contradiction avec l'appendice A.4.3, qui montre que le signal diffusé à  $16^\circ$  croît linéairement avec la densité interfaciale, même en régime de diffusion multiple. En effet, il s'agit du signal total, intégré sur tous les points de sortie de la lumière. Ceci n'empêche pas qu'une partie de ce signal provienne de points situés hors du faisceau original.

10. De même, dans le cas du laser vertical, on utilise une boîte d'étude englobant toute la largeur du faisceau pour déterminer la densité interfaciale.

terfaciale ainsi obtenue croît jusqu'aux altitudes les plus basses (2 mm). En outre, elle est en accord avec celle déterminée par le laser vertical jusqu'à une altitude de 6 mm, la différence aux altitudes plus faibles n'excédant pas un facteur 2. Ainsi, si on prend en compte le fait que la diffusion multiple élargit les faisceaux, on a un bon accord entre le signal diffusé à  $16^\circ$  et à  $90^\circ$ .

Le fait que la nappe donne un résultat intermédiaire entre la densité interfaciale déduite du maximum d'intensité du laser horizontal et celle déduite de l'intégrale de cette intensité se comprend. A une altitude donnée, l'étalement par diffusion multiple conduit à une perte du signal venant de l'intensité incidente à cette altitude, mais, en contrepartie, on récupère du signal venant des régions inférieure et supérieure. Si la densité interfaciale ne dépendait pas de l'altitude, les deux effets se compenseraient. Ainsi, la différence entre la nappe et le faisceau vertical dépend à la fois du degré de diffusion multiple et de la stratification. A vitesse élevée, où il y a peu de stratification, cette différence est donc modérée<sup>11</sup> (appendice A.6).

Bien qu'elle soit limitée à une seule condition hydrodynamique, cette analyse suggère que c'est probablement l'intensité lue par le laser vertical qui, en partie basse de la conduite, mesure correctement la densité interfaciale. Toujours pour les conditions de la figure 5.41, une confirmation supplémentaire est apportée par la mesure directe par une photodiode de l'intensité transmise dans le faisceau original. A partir de la transmission, et de la largeur de conduite traversée (calculée à partir de la hauteur du faisceau), on peut calculer, à chaque altitude, la moyenne sur cette largeur du libre parcours moyen  $\ell_{pm}$ . Le résultat est en bon accord avec celui déduit des mesures avec les laser horizontal et vertical.

La figure 5.41 montre également que la chute rapide de l'intensité pour la nappe en partie haute de la conduite n'est pas due à un gradient d'intensité incidente, puisqu'elle existe aussi quand on utilise le laser vertical. De plus, le libre parcours moyen déduit de la transmission du faisceau horizontal chute comme celui déduit de la nappe. Il faut donc ici mettre en cause le laser vertical. Nous nous sommes assurés que la décroissance lente de l'intensité diffusée pour ce dernier persiste même quand la région imagée ne contient pas le reflet en haut du tube (figure 5.42). Elle ne résulte donc pas d'une pollution de l'image par ce reflet.

Une explication possible serait qu'à haute altitude, la diffusion à  $90^\circ$  soit dominée par une population de gouttes de très petit diamètre. En effet, lorsque la taille des diffuseurs diminue, on augmente progressivement le rapport de l'intensité diffusée à  $90^\circ$  à celle diffusée à  $16^\circ$ .

---

11. C'est probablement ce qui explique que le signal de la nappe à mi-hauteur dans la figure 5.37(b) reste linéaire en  $L/\ell_{pm}$  jusqu'en régime de diffusion multiple : Les points à forte diffusion sont précisément des points de vitesse élevée.

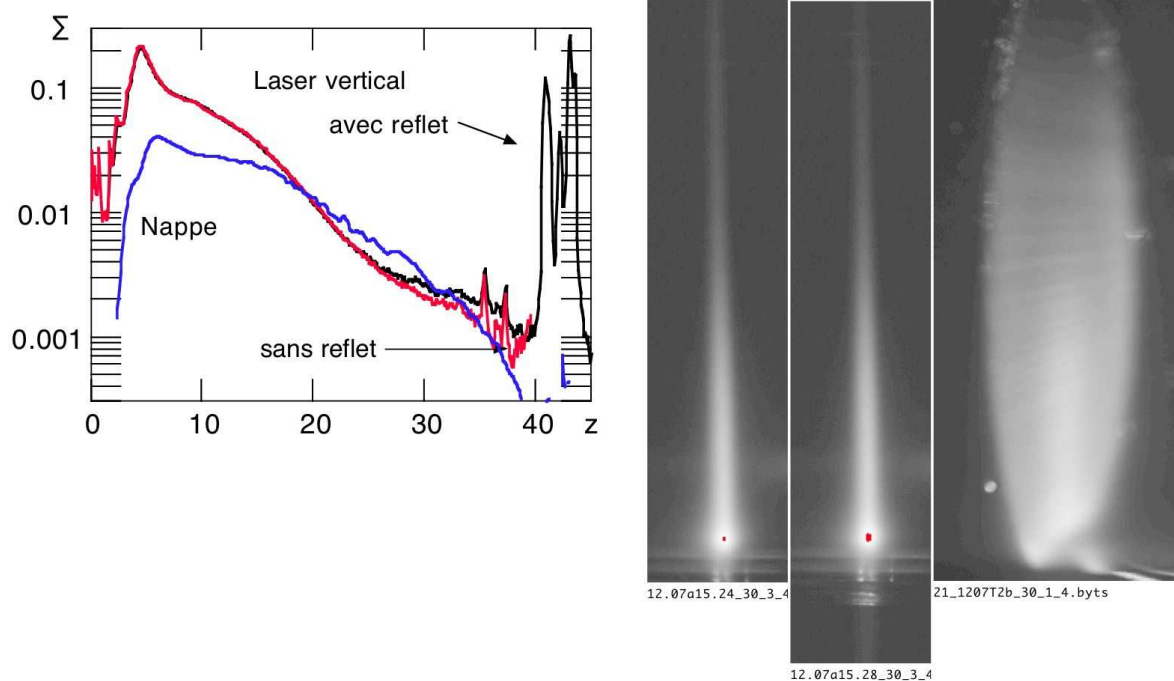


FIG. 5.42 – Comparaison des images de la nappe et du laser vertical, avec et sans inclusion de l’impact sur le tube, pour le point T2b (échelle logarithmique de gris). Le graphe montre les profils correspondants, avec l’origine en bas du tube (côté intérieur). Pour l’image de gauche, les points brillants situés sous le haut du tube correspondent à l’impact du faisceau réfléchi à partir du bas.

D’après l’appendice A.4.3 (figure A.7a), ce rapport augmente de 50% par rapport à l’optique géométrique pour un diamètre moyen de  $5 \mu\text{m}$ . L’écart entre le laser vertical et la nappe pouvant atteindre facilement 2 à 4, il faudrait que la taille des gouttes soit nettement plus faible que ces  $5 \mu\text{m}$  en haut du tube, tout en ayant une population de gouttes dans le régime de l’optique géométrique assez importante pour contrôler à la fois le libre parcours moyen et la diffusion à  $16^\circ$  (puisque le libre parcours moyen déduit de la nappe, dans l’hypothèse de l’optique géométrique, est en accord avec celui directement mesuré à partir de la transmission du laser horizontal). Cependant, si la diffusion à  $90^\circ$  en haut de la conduite était contrôlée par des petites gouttes, on s’attendrait à ce que le rapport d’intensité entre polarisation incidente parallèle à l’axe de la conduite et polarisation incidente dans la direction de détection y soit très supérieur à celui mesuré plus bas dans la conduite, dans la région (§A.4.3). L’expérience montre que ce n’est pas le cas, ce rapport restant de l’ordre de 2 à toute altitude<sup>12</sup>. Nous n’avons donc aucune explication satisfaisante de la différence observée entre nappe et laser vertical dans la partie supérieure de la conduite.

12. C’est la valeur attendue pour des gouttes de diamètre moyen supérieur à  $20 \mu\text{m}$ , d’après l’appendice A.4.3.

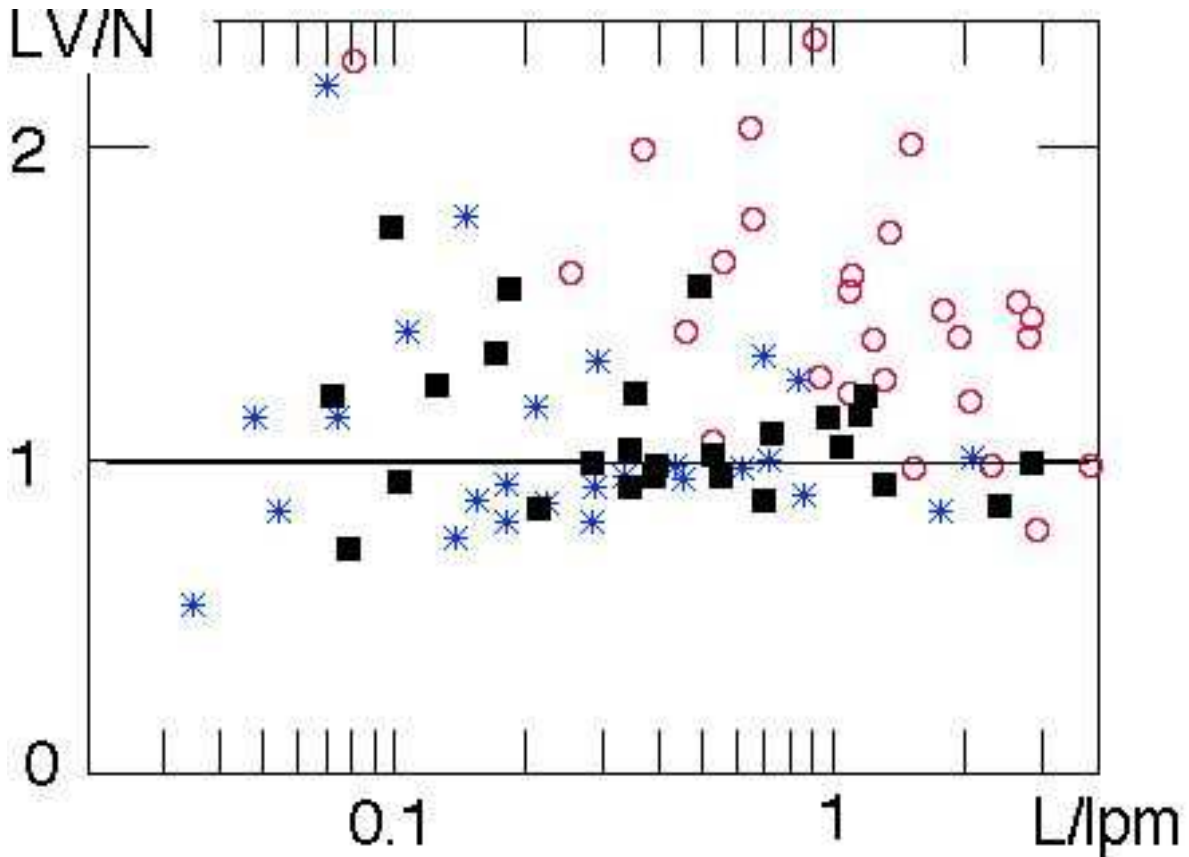


FIG. 5.43 – Rapport des densités interfaciales mesurées par le laser vertical et la nappe, pour l'ensemble des conditions explorées, en fonction du rapport du diamètre au libre parcours moyen, mesuré à partir du laser vertical. Les carrés pleins donnent le rapport à mi-tube, les ronds ouverts au niveau du drapeau thermique bas, et les étoiles au niveau du drapeau thermique haut.

A ce stade, il faut souligner que nos capteurs (thermiques et capacitifs) sont plutôt situés dans la région centrale du tube, où les différences entre laser vertical et nappe sont peu marquées. La figure 5.43 montre ainsi le rapport des densités interfaciales mesurées par le laser vertical et la nappe au centre de la conduite et aux altitudes des deux drapeaux thermiques, pour l'ensemble de nos données. Compte tenu de la dispersion des mesures, il n'existe de différence systématique que pour le capteur bas. Pour celui-ci, le rapport entre les deux mesures est supérieur à 1 (à cause de l'aplatissement), mais n'excède pas 2, dans les conditions d'atomisation faible, alors que la gamme de  $L/\ell_{pm}$  explorés est de 2 décades. Dans la suite, nous utiliserons comme indicateur de la densité interfaciale le signal de la nappe, en gardant en mémoire qu'aux faibles atomisations, ceci pourrait conduire à sous-estimer le signal, par rapport au cas des fortes atomisations.

#### 5.4.4 Véllocimétrie et granulométrie laser : le PDPA

##### Introduction aux mesures par PDPA dans l'hélium

La caractérisation des propriétés du brouillard passe par l'étude des gouttes des caractéristiques individuelles des gouttes qui le composent, en particulier leur vitesse et leur diamètre. L'instrument employé pour accéder à ces informations est un Phase Doppler Particle Analyser (PDPA), de marque Aerometrics [42],[43]. Il a été ici mis en œuvre dans des conditions relativement inhabituelles, le faible contraste d'indice optique de l'hélium nous obligeant à travailler à l'angle de réception de  $15^\circ$ , inférieur aux  $30^\circ$  utilisés souvent pour l'eau, par exemple..

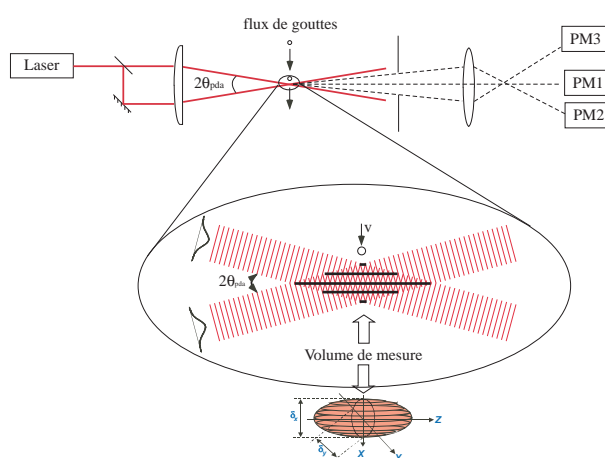


FIG. 5.44 – Schéma de principe d'un PDPA. Dans leur zone de croisement, deux faisceaux gaussiens interfèrent entre eux pour donner des franges d'interférences. La lumière est diffusée par les gouttes lors de leur passage dans les franges d'interférences. On observe alors des "bouffées Doppler".

Dans son principe, le PDPA utilise un faisceau laser ( $\lambda=632$  nm), dédoublé par un réseau situé au foyer objet d'une première lentille pour former deux faisceaux parallèles. Une seconde lentille focalise et fait converger ces faisceaux avec un angle de  $2\theta_{pda}$ . La zone de convergence délimite un volume dans lequel les faisceaux interfèrent, illustré sur le schéma de la figure 5.44. Les franges d'interférences ont une intensité modulée spatialement, avec une période  $\lambda/(2\theta_{pda})$ . Lorsqu'une particule passe transversalement, avec une vitesse  $v$  dans le champ de franges, la lumière diffusée est modulée dans le temps par effet Doppler, à la fréquence  $v/(\lambda/(2\theta_{pda}))$ . La mesure de cette intensité se fait à l'aide d'un photo-multiplicateur (PM) et donne lieu à une "bouffée Doppler" comme illustré sur l'enregistrement de la figure 5.45, analysée en temps réel par un processeur dédié. Le volume de détection est limité dans deux dimensions par la largeur des faisceaux gaussiens (entre 100 et 200  $\mu\text{m}$ ), et dans la troisième (parallèlement à la bissectrice des faisceaux) par une fente placée dans le système de détection, conjuguée de la région de croisement. La largeur de la fente, 0.1 mm, définit la longueur observable, de l'ordre

de 0.4 mm pour un angle d'observation de  $15^\circ$ .

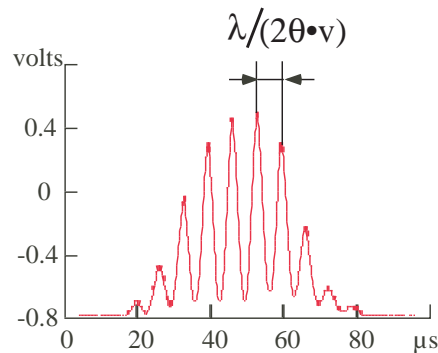


FIG. 5.45 – Bouffée Doppler du LDA (ou PDPA). L'enveloppe du signal reflète le profil gaussien des faisceaux laser et sa modulation, leur interférence.

### Vélocimétrie et granulométrie laser

La mesure de la vitesse d'une goutte (ou mode LDA pour Laser Doppler Analyser) ne nécessite qu'un seul PM et une modulation suffisamment marquée de l'amplitude de l'intensité reçue. Pour accéder à la taille des particules, il faut utiliser deux PM (1 et 2), à des angles d'observation légèrement décalés. Les bouffées Doppler sont alors déphasées entre les PM<sup>13</sup>. Le déphasage temporel entre bouffées Doppler est proportionnel au diamètre des gouttes, ce qui permet de le mesurer, modulo le diamètre correspondant à un déphasage de  $2\pi$ . Pour résoudre cette dégénérescence, on utilise un troisième photo-multiplicateur (3), tel que la périodicité en diamètre du déphasage 1-3 soit non commensurable avec celle correspondant au déphasage 1-2. En faisant l'acquisition simultanée des bouffées laser sur les trois PM, et connaissant la géométrie expérimentale<sup>14</sup>, on obtient le diamètre de la particule détectée, modulo le diamètre correspondant à un déphasage de  $2\pi$  entre les deux PM les plus proches. Le diamètre maximal détectable est fixé par l'angle entre les deux faisceaux incidents, l'angle d'observation, et l'angle entre les deux PM les plus proches[8]. Dans notre cas, il est de  $160\ \mu\text{m}$  environ.

Les événements sont analysés en temps réel par un processeur dédié. Lorsque les diamètres déduits des deux paires de PM sont incohérents, l'évènement est rejeté. Il en est (entre autres) de même si un des PM sature, ou si la bouffée doppler est identifiée comme double (deux particules). Le processeur ne conserve que les évènements validés et en déduit les distributions en

13. Dans le champ lointain, la modulation spatiale de l'intensité incidente se traduit par une modulation de l'intensité diffusée selon la direction d'observation, modulation qui se déplace quand la particule bouge : le déphasage entre les différents PM résulte de leurs positions différentes dans le champ de franges.

14. Dans notre cas, sa projection sur le plan horizontal est celle de la figure 5.44, les 3 PM observant à un angle de  $15^\circ$  dans le plan vertical.

diamètre et en vitesse des gouttes, ainsi que la corrélation entre ces quantités. Connaissant la section de passage des particules détectées<sup>15</sup>, et le nombre d'évènements par seconde, on en déduit en outre la densité de particules par unité de volume, la densité d'aire interfaciale, ou encore le flux liquide transporté.

En déplaçant la zone sondée dans la section de l'écoulement, on peut finalement obtenir une cartographie complète de l'écoulement. Compte tenu du coût élevé en temps d'une telle opération, nous ne l'avons réalisée que de façon parcellaire et pour quelques configurations d'écoulement seulement.

Le PDPA est donc en principe un instrument idéal. Il faut cependant être prudent vis-à-vis des résultats obtenus, qui peuvent être sensibles à de nombreux artefacts, en particulier en ce qui concerne la taille des particules. La mesure de la vitesse est beaucoup plus fiable, et nous avons systématiquement utilisé le PDPA pour contrôler la vitesse de l'écoulement gazeux. Ceci repose sur l'hypothèse que les gouttes suivent le gaz, ce qui, en pratique, est prouvé par le fait que leur vitesse moyenne ne dépend quasiment pas de leur taille (entre 5 et 50  $\mu\text{m}$ ). Comme on l'a vu dans la figure 5.4, la vitesse des gouttes au centre de la conduite est systématiquement 10 % supérieure à la vitesse superficielle vapeur  $U_{GS}$  calculée par bilan thermique. Dans nos écoulements où, la plupart du temps, le liquide n'occupe qu'une très faible fraction de la section du tube, la vitesse superficielle vapeur diffère peu de la vitesse moyenne de la vapeur. Comme nous le montrerons dans le prochain chapitre, l'excédent de la vitesse à mi-tube par rapport à cette vitesse moyenne résulte d'un gradient transverse, directement mesurable, de la vitesse axiale.

#### 5.4.5 Autres tentatives de caractérisation

Parmi les informations recherchées à partir de l'exploration optique des écoulements, figurait la détermination d'un ordre de grandeur pour la longueur d'onde des instabilités primaires et transverses. Il s'est avéré que la visualisation depuis le dessus (hublot en partie supérieure de la ligne) était inexploitable, la formation du brouillard au-dessus de l'interface rendant les images floues. Par ailleurs, le grossissement se faisant au détriment de la profondeur de champ, la focalisation sur l'interface agitée était un exercice difficile. A défaut de pouvoir grossir, on ne dispose pas d'une résolution spatiale suffisante pour visualiser des instabilités transverses (vaguelettes)

---

15. cette section est un rectangle, dont la hauteur est égale à la largeur gaussienne des faisceaux, et la longueur (dans le plan des faisceaux incidents) est fixée par une fente du système d'imagerie, conjuguée de la zone d'intersection des faisceaux.



ni les digitations.

On avait également espéré mesurer la taille des plus grosses structures arrachées à la surface liquide. Cette fois, c'est le déplacement du fluide pendant le temps de pose de la caméra qui n'a pas permis de capturer un instantané des événements. Des dispositifs spécifiques associant un flash synchronisé avec un appareil photographique sensible n'ont pas été mis en oeuvre dans cette expérience,.

Un éclairage depuis le dessus, par une nappe lumineuse de forte intensité, parallèle à l'axe de l'écoulement, a été mis en place, dont le but était d'observer finement une coupe axiale de l'interface, et d'obtenir des informations sur l'étirement des vagues, avant leur morcellement synonyme d'arrachement de gouttes. L'exploitation de ces observations s'est heurtée au fait que l'intensité diffusée à angle droit des nappes étendues qu'il nous était possible de générer est beaucoup trop faible, comme d'ailleurs on le soupçonnait.

Enfin, la détection éventuelle d'un film fin en paroi par des méthodes optiques avait été initialement envisagée. Après réflexion, le choix s'est porté sur des mesures de mouillage par voie capacitive, à la fois sur les parois du tube, et au centre de la conduite, au cœur du brouillard.

## 5.5 Diagnostics capacitifs

La détection du mouillage doit répondre aux questions posées sur la nature de l'écoulement que l'optique ne permet pas de trancher. On doit être capable de distinguer plusieurs situations. Une contribution évidente est celle du liquide "massif", dans le cadre d'un écoulement stratifié (le liquide étant maintenu en fond de tube par la gravité) ou lors de la transition vers un régime annulaire, dans lequel le liquide se répartit sur l'ensemble du pourtour de la conduite. L'instationnarité de l'écoulement peut être à l'origine d'instabilités que ce soit dans le sens longitudinal (présence de vagues) ou transverse, (création de lunules donnant des remontées en paroi), qui contribuent à ce mouillage "macroscopique".

Une autre contribution que l'on souhaite détecter est celle d'un film en paroi. Celui-ci peut être alimenté par des gouttes, dans un mécanisme de ruissellement, sous une forme plus ou moins étalée. Par contre, on ne souhaite pas détecter le film de Rollin qui, en superfluide (et sans apport thermique), couvre toutes les parois avec une épaisseur de quelques dizaines de nanomètres. En effet, ce film ne va pas contribuer significativement à l'échange mesuré dans la boîte de Kapitza. La puissance qu'il peut transporter, limitée par la vitesse critique du superfluide ( $< 1 \text{ m.s}^{-1}$ ), est



inférieure à 0.1 W par mètre d'interface liquide-vapeur, alors qu'on injecte de 0.5 à 5 W.<sup>-1</sup> dans la boîte de Kapitza.

Les contraintes à remplir par le capteur de mouillage sont

- d'être non intrusif pour ne pas modifier les propriétés de l'écoulement,
- sectorisé pour pouvoir répartir les mesures sur le périmètre de la conduite,
- sensible à l'épaisseur de liquide recouvrant la paroi.

Ces multiples contraintes ont été satisfaites par le développement de capteurs capacitifs interdigités [9, 44] inspirés de ceux employés au C.E.A. Saclay, dans le groupe de F.I.B. Williams, pour engendrer et détecter des ondes capillaires à la surface de l'hélium liquide [45],[46].

### 5.5.1 Principe général

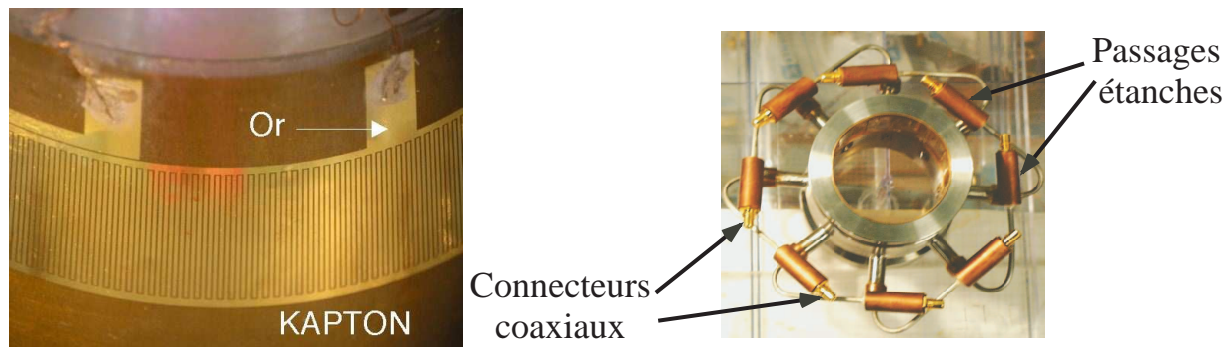


FIG. 5.46 – A gauche, un élément capacitif : la géométrie en peignes interdigités du dépôt d'or laisse apparaître de fines bandes de Kapton en foncé. A droite, la vue d'un secteur complet, reconstituant une section du tube d'essai, avant son montage dans la ligne.

Ces capteurs planaires sont constitués d'électrodes en forme de peignes, disposées en regard l'une de l'autre, comme présenté sur la figure 5.46. Selon la période du motif et la surface des capteurs, leur capacité mutuelle va de quelques pF à une dizaine de pF. Cette capacité dépend de la constante diélectrique du milieu environnant, permettant dans notre cas de détecter la présence d'hélium liquide à leur surface. Compte tenu de la géométrie périodique, le champ électrique est évanescent dans la direction perpendiculaire au plan des électrodes, avec une longueur d'atténuation  $L_c = \lambda_{Capa} / 2\pi$ , où  $\lambda_{Capa}$  est la période du potentiel dans le plan des électrodes (deux fois la largeur des électrodes, plus deux fois la largeur inter-électrodes). Ainsi, ces capteurs ne détectent que le liquide situé à leur voisinage, sur une épaisseur que l'on peut ajuster en jouant sur  $\lambda_{Capa}$ .

Ces capteurs peuvent être utilisés dans deux régimes extrêmes. Dans le cas où ils sont partiellement immergés dans du liquide massif surmonté par de la vapeur, l'excès de capacité par rapport au cas vide est proportionnel à la surface couverte, donc permet de mesurer le niveau de liquide. Dans le cas où ils sont recouverts d'un film uniforme d'hélium d'épaisseur inférieure à (ou de l'ordre de)  $\lambda_{Capa}$ , cet excès donne accès à l'épaisseur du film. Evidemment, dans la réalité, on peut se trouver dans un régime intermédiaire (liquide surmonté d'un film), où la réponse du capteur mélange les deux effets. On a alors intérêt à réduire l'extension des capteurs pour éviter cette situation.

Un point crucial est la sensibilité des capteurs. Si on modélise en première approximation leur capacité comme la somme de deux capacités en parallèle, l'une correspondant au demi-espace supérieur (celui occupé par l'hélium), l'autre au demi-espace inférieur, la variation de capacité induite par la présence de liquide sera  $(\epsilon_r - 1)$  fois la capacité supérieure, où la constante diélectrique relative du liquide  $\epsilon_r$  vaut 1.057 [47]. Pour une résolution de l'ordre du % sur la contribution de l'hélium, il faut alors mesurer la capacité totale à quelques  $10^{-4}$  près.

Nos condensateurs sont réalisés par évaporation d'or sur un substrat plastique isolant (film polyimide Kapton) de constante diélectrique 3.5. Pour éviter que cette valeur importante ne réduise la sensibilité du dispositif, nous collons ce film sur un support métallique relié à la masse, et nous mesurons la capacité mutuelle entre les électrodes grâce à un pont à 3 terminaux. Dans cette configuration, seules les lignes de champ joignant les deux électrodes contribuent au signal. La contribution de l'espace inférieur est alors d'autant plus faible que l'épaisseur du film est faible par rapport à  $\lambda_{Capa}$ . En pratique, nous utilisons du Kapton de  $50 \mu\text{m}$ . Les pistes évaporées ont une largeur double de l'espace interpistes  $gap$ , qui, selon les capteurs, vaut 30, 50 ou  $100 \mu\text{m}$ , correspondant à des périodes  $\lambda_{Capa} = 6 gap$  de 180, 300, et  $600 \mu\text{m}$ . Cette géométrie a fait l'objet de calculs numériques de Roser Vallcorba au SBT/CEA. Leur analyse montre que la capacité mutuelle due au demi-espace inférieur varie, selon l'espace interpiste, entre la moitié et moins du dixième de celle due au demi-espace supérieur, alors que pour un substrat de grande épaisseur, elle serait 3.5 fois plus élevée.

### 5.5.2 Réalisation et objectifs des capteurs

Les capteurs ont été fabriqués au service de microfabrication du CRTBT, d'après une conception de P. Thibault [9],[44] qui s'est également chargé de leur mise en place dans la ligne de mesure au CEA. Le processus de lithographie est décrit dans la thèse d'Emmanuelle Di Muoio [1].

En pratique, trois types de capteurs équipent la ligne d'essais, dont la géométrie et la disposition varient suivant le type de mesure visé:

- des capteurs pariétaux de mouillage global, visant à situer le niveau liquide et à vérifier l'absence d'une transition vers un écoulement annulaire.
- des capteurs pariétaux plus locaux et plus sensibles, destinés à détecter la présence en paroi d'un éventuel film déposé par le brouillard, et à mesurer son épaisseur en fonction de l'altitude.
- des capteurs suspendus avec le même objectif, mais avec des positions dans la conduite analogues à celles occupées par les drapeaux thermiques. L'idée est ici de corrélérer le flux de gouttes mesuré thermiquement à la formation d'un film.

Une première section de mesure, déjà présente dans le run II, contient 4 capteurs de gap  $100\ \mu\text{m}$ , couvrant chacun près d'un quart de la circonférence de la conduite (figure 5.47). Le choix du gap était dicté par la nécessité de pouvoir détecter une éventuelle transition de l'écoulement vers un régime annulaire impliquant une redistribution du liquide sur le pourtour de la conduite avec une épaisseur typique supérieure à  $200\ \mu\text{m}$ , sans être sensible aux films minces, en particulier le film de Rollin. En pratique, une telle transition n'avait jamais été observée. En revanche, dans les situations les plus atomisées, la présence d'un faible signal sur les quadrants latéraux (situés tous deux bien au-delà de l'interface) laissait supposer qu'un film fin à l'échelle du gap, était généré par la présence de gouttes dans l'écoulement. La grande étendue de ces capteurs ne permettait cependant pas d'analyse de la variation de l'épaisseur du film avec l'altitude.

C'est pourquoi nous avons installé pour le run III une seconde section de mesure contenant quatre capteurs, dits "sectorisés", disposés sur les parois latérales du tube aux altitudes intermédiaires (figure 5.47b). Leur faible gap ( $30$  et  $50\ \mu\text{m}$ ) donne une meilleure sensibilité à la présence d'un film fin, et leur extension spatiale moindre (moins de 5% de la conduite) permet une meilleure résolution en altitude. Chaque paire de capteurs de même gap est évaporée sur un même film de Kapton. Cette section contient également un capteur identique à ceux de la première section, disposé au fond du tube, et permettant la mesure du niveau liquide.

Enfin, nous avons installé dans la dernière partie de la conduite des capteurs capacitifs suspendus au sein de l'écoulement (figure 5.48). Malheureusement, seul le capteur supérieur a bien fonctionné. Le découplage des parois permet à ce capteur de mesurer un film alimenté uniquement par le brouillard, sans être sujet au ruissellement depuis les parties supérieures de la paroi de la conduite ou encore aux remontées éventuelles de vagues en paroi. Son gap de  $50$  microns lui confère une sensibilité importante, permettant de mesurer un film dont l'épaisseur est du même ordre que la taille caractéristique des gouttes qui l'alimentent, *i.e.* la dizaine de microns.

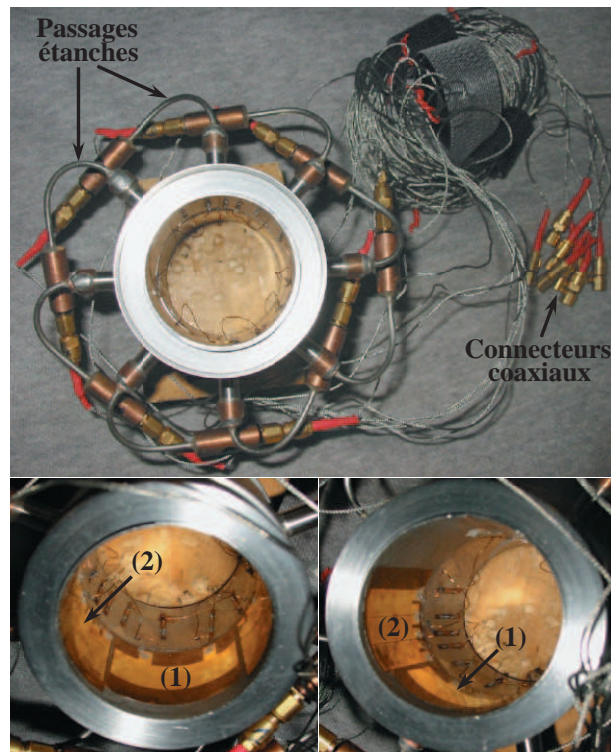


FIG. 5.47 – Capteurs capacitifs sectorisés. La photo du haut présente l'élément d'insertion dans son ensemble : on distingue les fils de mesures, les passages étanches, et les câbles coaxiaux liant les capteurs au dispositif de scrutation servant à acquérir les mesures issues de chaque capteur. Cette vue prise dans l'axe de l'écoulement montre la très faible intrusivité spatiale de ces capteurs. Les deux vues du bas présentent des vues détaillées des capacités proprement dites. La vue de gauche illustre le capteur (1) de type "quadrant" couvrant le quart inférieur de la circonférence du tube, de même largeur que celui présent dans le premier secteur de mesure. La vue de droite montre les trois capteurs sectorisés (2) maillant la paroi latérale gauche, lorsqu'on regarde de l'amont vers l'aval de la ligne.

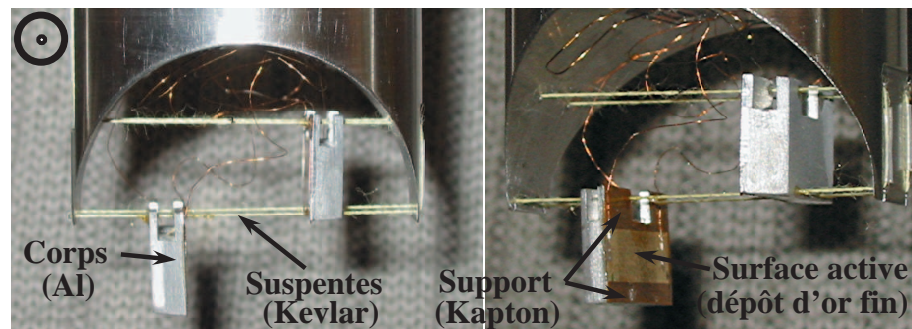


FIG. 5.48 – Vues des capteurs appelés "drapeaux capacitifs". Le sens de l'écoulement en configuration expérimentale est indiqué en haut à gauche. La vue axiale de gauche permet de distinguer le corps des capteurs (bloc d'aluminium), ainsi que les fines suspentes en Kevlar permettant de les tenir. La photo de droite montre les feuilles de Kapton sur lesquelles est effectué le dépôt d'or fin qui constitue la surface active proprement dite, c'est à dire un condensateur interdigité dans lequel les électrodes sont espacées d'un "gap" de  $50\ \mu\text{m}$ . L'ensemble de l'élément d'insertion épouse le logement prévu pour le recevoir afin de reproduire la paroi interne de la conduite, de 40 mm de diamètre.

### 5.5.3 Mise en place des capteurs

Leur évaporation sur un substrat souple permet aux capteurs pariétaux d'épouser le pourtour cylindrique de la conduite. A cette fin, les condensateurs sont collés à l'époxy sur les zones désirées d'un fin clinquant en cuivre-béryllium, lui-même plaqué à l'intérieur d'un tronçon de tube venant s'insérer dans la conduite d'essais. Le diamètre de ce tube est tel que les capacités affleurent à la surface de la conduite. Les connexions aux capacités sont faites par l'intermédiaire de fils de cuivre. Ces fils ont un côté collé à la laque à l'argent sur les plots de contact des capacités, et l'autre soudé sur des masses thermiques (rubans de cuivre déposés sur du kapton collé au clinquant) d'où partent des câbles coaxiaux souples vers les passages étanches. La géométrie de connexion est telle que les fils sont à l'aval des capacités, de façon à ne pas perturber l'écoulement au niveau du capteur.

Le capteur suspendu est un pavé d'aluminium plan, sur lequel est collé un condensateur. Comme les capteurs thermiques, il est suspendu à de fines suspentes en Kevlar tendues à travers la conduite, et possède un déflecteur face à l'écoulement. Comme pour les capteurs pariétaux, les fils de connexion sont à l'aval du capteur lui-même. Les emplacements nominaux des différents capteurs (indexés par leurs fils de connexion) sont représentés dans la figure 5.49. Leurs dimensions et caractéristiques sont données dans le tableau 5.5.3. Des capteurs identiques ont des capacités différentes, car certains peignes ont des doigts coupés, réduisant la longueur d'électrode en regard. Pour éviter que cela ne fausse la mesure de niveau liquide, les capteurs pariétaux de faibles gaps (30 et 50 microns), qui sont les plus fragiles, sont orientés de telle sorte que leurs doigts soient perpendiculaires à l'axe de la conduite<sup>16</sup>.

### 5.5.4 Méthode de mesure et étalonnages

Les capteurs sont mesurés par deux ponts capacitifs Andeen-Hagerling, par l'intermédiaire de deux boîtes de commutation qui scrutent les capteurs qui leurs sont connectés. Ces boîtes ont été réalisées par le service électronique du CRTBT. La première n'est connectée qu'aux capteurs pariétaux 1 à 4, dont les connexions sont successivement commutées vers le pont, avant lecture de la capacité. Pour les autres capteurs, la limitation du nombre de passages étanches fait que certains fils sont communs (par exemple 1 est commun à 17, 12, et 18). On a vérifié que ceci n'introduit aucun artefact.

---

16. Si les doigts étaient parallèles à l'axe, on aurait un saut de capacité lorsque l'interface traverserait une région inactive du capteur.

capteur n°	largeur (mm)	longueur (mm)	gap ( $\mu\text{m}$ )	nombre périodes	$C_0$ pF	fraction
3	29.4	14.5	100	50	11.6	0.68
4	29.4	14.5	100	50	11	0.70
2	29.4	14.5	100	50	9.3	0.64
1	29.4	14.5	100	50	9.8	0.72
17	29.4	10.6	100	50	6.1	0.71
18	5.35	20	50	67	5.6	0.42
12	5.35	20	50	67	9.1	0.41
45	5.35	20	30	111	7.7	0.39
34	5.35	20	30	111	17.3	0.52
DH	5.4	12	50	40	3.9	0.56

TAB. 5.1 – Caractéristiques des différents capteurs capacitifs.  $C_0$  est la valeur mesurée dans le gaz à 1.8 K pendant l'expérience. La fraction indiquée est le rapport de la variation relative entre liquide et gaz à la variation attendue si toutes les lignes de champ passaient dans l'hélium (5.7% à 1.8 K). La largeur du capteur est sa dimension perpendiculairement à l'écoulement.



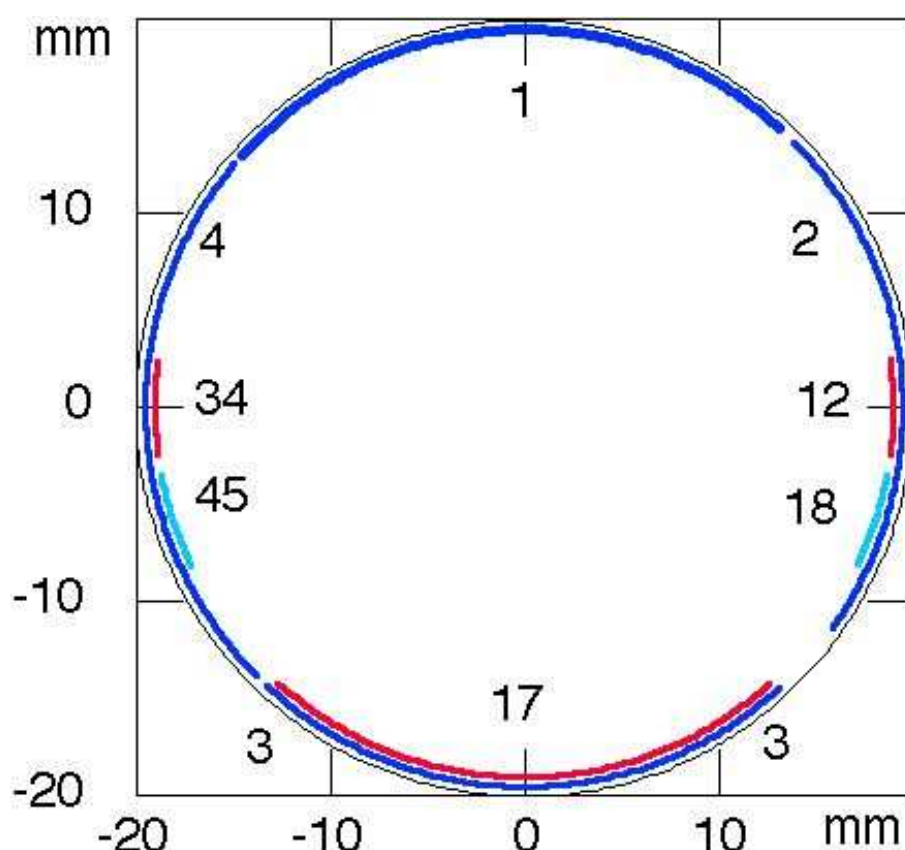


FIG. 5.49 – Position nominale des secteurs capacitifs. La position réelle est représentée figure 5.51. Les capteurs 45 et 34 ont un gap de  $50\ \mu\text{m}$ , 12 et 18 de  $50\ \mu\text{m}$ , et les autres de  $100\ \mu\text{m}$ .

Les capteurs sont étalonnés une fois installés dans les sections de mesure, et avant l'insertion de ces sections dans la conduite. Pour cela, on immerge les sections dans un bain séparé d'hélium, et on mesure la variation résultante de capacité des capteurs. On trouve que la variation relative de capacité entre les phases liquide et vapeur à 4.2 K se situe, selon les capteurs, entre 3.4% et 3.9%, donc intermédiaire les 5.4% attendus si toutes les lignes de champ passaient dans l'hélium, et les 2.7% attendus en l'absence totale de substrat (situation impossible à réaliser, bien sûr). On voit ainsi l'efficacité du plan de masse.

Cette mesure permet de calibrer les capteurs en tant que jauge de niveau liquide, mais pas de connaître la réponse à un film mince. Pour cela, nous devons nous tourner vers une approche théorique. Les calculs ANSYS de Roser Vallcorba, menés pour différentes valeurs des paramètres (épaisseur d'hélium, épaisseur et constante diélectrique du substrat, espacement inter-électrodes) montrent que la variation absolue de capacité entre le capteur nu et un film épais dépend bien sûr de l'espacement inter-électrodes, mais également (plus faiblement) de l'épaisseur et de la constante diélectrique du substrat, ce qui indique que le modèle des capacités



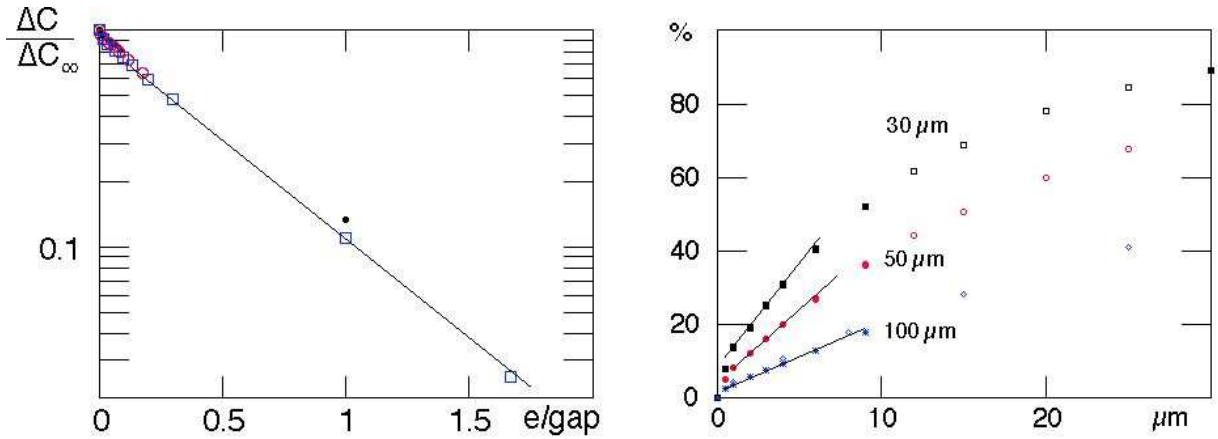


FIG. 5.50 – Résultats des calculs ANSYS : Réponse des différents capteurs capacitifs en fonction de l'épaisseur  $e$  du film d'hélium recouvrant les électrodes: (a) Approche exponentielle à la valeur limite: l'ordonnée est  $\frac{C(\infty) - C(e)}{C(\infty) - C(0)}$ . La droite correspond au comportement asymptotique attendu  $\propto \exp(-2\frac{\pi}{3}e/gap)$ : carrés: gap 30  $\mu m$ ; rond ouvert: 50  $\mu m$ ; rond plein: 100  $\mu m$ . (b) comportement aux faibles épaisseurs de la réponse normalisée au cas d'un film très épais; symboles ouverts: substrat de 60  $\mu m$ , constante diélectrique 3.42, 5.07, 3.5 pour des gaps de 30, 50, 100  $\mu m$ ; symboles fermés: substrat de 50  $\mu m$ , constante diélectrique 3.5.

parallèles indépendantes n'est qu'une approximation. Par contre, et c'est là le point crucial pour nous, la variation de capacité pour une épaisseur  $e$  donnée, normalisée à sa valeur pour  $e = \infty$ , ne dépend que de l'espace inter-électrodes (pour une épaisseur de substrat entre 50 et 60  $\mu m$ , et une constante diélectrique variant de 3 à 5). La figure 5.50 montre cette dépendance pour les trois valeurs de l'espace inter-électrodes. A grande épaisseur, la capacité  $C(e)$  atteint exponentiellement sa valeur limite  $C(\infty)$  comme

$$\frac{C(\infty) - C(e)}{C(\infty) - C(0)} = \exp(-2e/L_c) = \exp(-2\frac{\pi}{3}e/gap) \quad (5.12)$$

en utilisant  $L_c = 2\pi/\lambda_{C_{apa}} = 2\pi/(6\ gap)$  pour notre géométrie. L'équation 5.12 reflète l'atténuation exponentielle du champ en  $\exp(-e/L_c)$  [46]. Nous sommes plutôt intéressés par le régime des faibles épaisseurs par rapport à l'espacement inter-électrodes, pour lequel il faut tenir compte de contributions au champ d'ordre supérieur (en  $\exp(-(2n+1)e/L_c)$ , avec  $n$  entier [46]). La figure 5.50(b) montre, que dans la gamme 1-20  $\mu m$ ,  $\frac{C(e) - C(0)}{C(\infty) - C(0)}$  varie linéairement avec l'épaisseur, avec une pente d'environ 5.6%, 4%, 2% par  $\mu m$ , pour des espaces inter-électrodes respectivement de 30, 50, 100  $\mu m$ . Comme annoncé ci-dessus, ce comportement ne dépend pas de la constante diélectrique du Kapton, ni de son épaisseur. On s'attend donc à ce qu'il s'applique à nos capteurs, malgré la présence d'une fine couche de colle entre le Kapton et le plan de masse. On notera que ces variations relatives sont proches de celles correspondant au comportement prédit par l'équation 5.12, ce qui indique que la contribution des termes d'ordre supérieur est faible.

### 5.5.5 Vérification de l'étalonnage *in situ* et rotation de la conduite

La valeur à vide des capacités varie légèrement entre l'étalonnage en bain séparé et les expériences dans la ligne Cryoloop. Compte tenu de la modeste sensibilité à la présence d'hélium, il est essentiel de réétalonner cette valeur après la mise à froid de l'installation, sous peine d'une erreur significative sur l'épaisseur du film. Cette opération se fait en présence d'un faible niveau de liquide dans la ligne, et à puissance injectée nulle, pour éviter toute contribution due à l'atomisation. Le niveau choisi est tel que tous les capteurs sont secs, sauf les deux capteurs pariétaux du bas (3 et 17). Pour ces derniers, nous déterminons plus facilement le point 100%, correspondant à une immersion totale. En une occasion, nous avons coupé transitoirement l'injection de liquide pour vider la ligne et vérifier leur zéro, donc leur sensibilité. Nous nous sommes également assurés que, pour chaque capteur, sa valeur de référence ne dépendait pas de la température dans la gamme explorée, entre 1.8 K et 2.8 K, et restait stable au cours de l'expérience.

Pour déterminer le mouillage des capteurs, donc, selon les cas, le niveau de liquide ou l'épaisseur du film les recouvrant, il faut connaître leur sensibilité. Nous avons pu la mesurer *in situ* pour les capteurs 3 et 17, et pour trois capteurs latéraux, 18, 12, et 45, en les submergeant totalement au début du run III. Pour cela, nous avons horizontalisé la conduite et utilisé un débit liquide élevé, tel que la conduite était remplie un peu au-delà de sa mi-hauteur (58%). Dans ces conditions, d'après la figure 5.49, nous nous attendions à noyer également le capteur 34. Cela n'a pas été le cas, démontrant que la ligne est tournée d'un petit angle, tel que 34 est en fait plus haut que 45. Nous avons déterminé la rotation respective des deux secteurs capacitifs (figure 5.51a) en comparant les signaux des différents capteurs pour différents niveaux du liquide sans atomisation.

Les résultats de ces mesures sont représentés sur les figures 5.51b,c,d. Dans un premier temps, la comparaison des signaux de 12 et 45 nous montre que ces capacités sont en regard, ce qui implique une rotation de la ligne de ce secteur capacitif de 9° environ par rapport à sa position nominale décrite dans la figure 5.49. Cette rotation, qui correspond à un décalage de seulement 3 mm le long du périmètre, s'est probablement produite lors de l'assemblage des différents tronçons de la ligne. De même, le fait qu'on observe un signal sur 4 avant que 3 ne sature indique que ce secteur capacitif a également tourné, d'un angle de 6° cette fois. La position correspondante des capteurs est représentée sur la figure 5.51a. La figure 5.51c montre alors, en fonction du mouillage du capteur 4, le signal cumulé des capteurs 12 et 18. Ce signal est ramené en % du capteur 4, en le multipliant par le rapport des extensions angulaires des capteurs 18 (ou 12) et 4. Les lignes droites, de pente 1, correspondent au comportement attendu compte tenu des angles de rotation ci-dessus. Le bon accord indique, d'une part que ces angles sont corrects, et

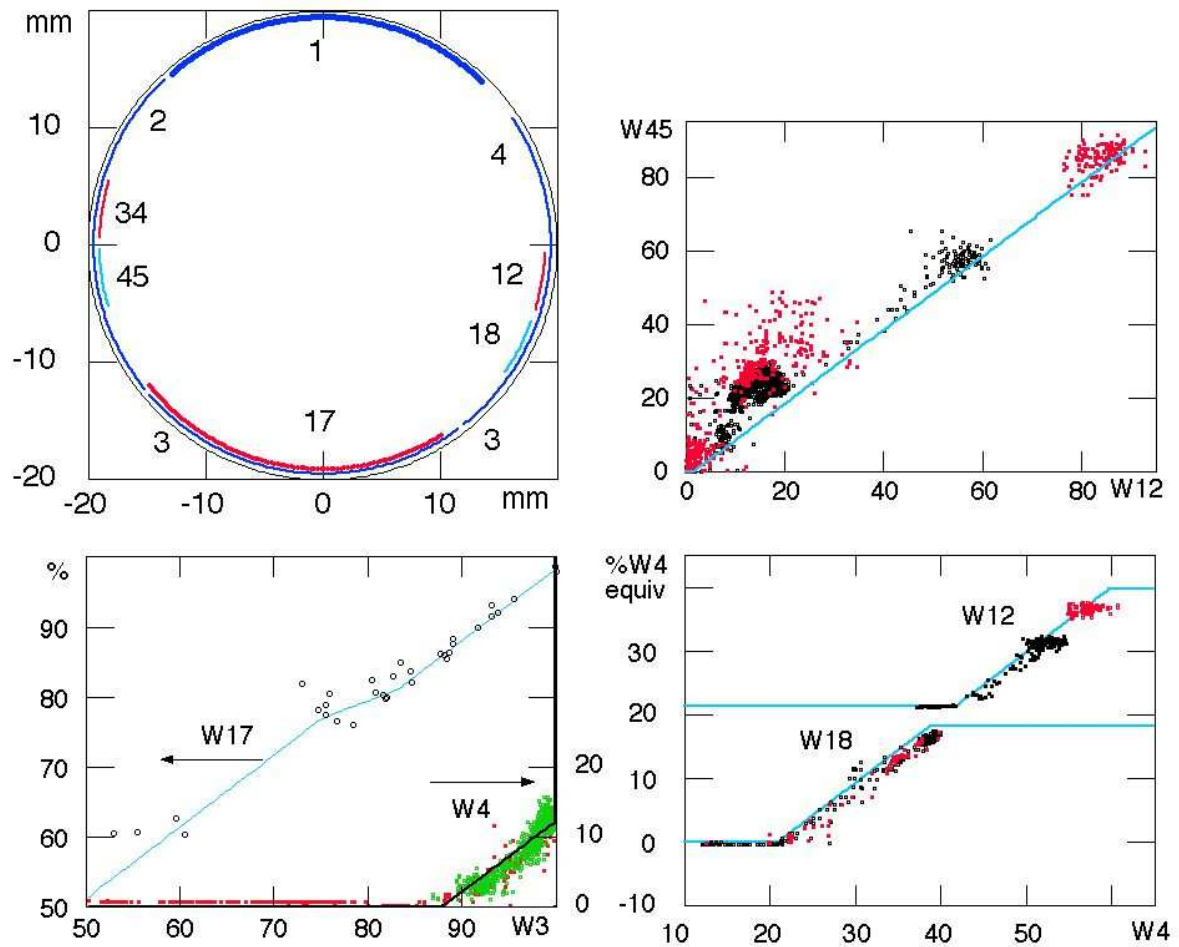


FIG. 5.51 – Mise en évidence de la rotation des secteurs capacitifs et vérification de la sensibilité du capteur 4. (a) Configuration réelle, déterminée à partir de la comparaison (b,c,d) des signaux des différents capteurs capacitifs pour plusieurs niveaux liquides. Les segments droits correspondent à l'évaluation théorique pour la position des secteurs capacitifs représentée par la figure (a). Les comportements théoriques pour les figures (b) et (c) supposent que le capteur 4 a sa sensibilité nominale.

d'autre part que l'échelle de sensibilité choisie pour le capteur 4 est effectivement valide.

Pour ce qui est des sensibilités du capteur 34 et du drapeau haut, nous les avons supposées identiques à leurs valeurs mesurées en cryostat séparé. Cette hypothèse est raisonnable, étant valable à 10% près pour les trois capteurs pariétaux 18,12, et 45. Cependant, la réponse partielle de ces deux capteurs dans la situation de remplissage maximal de la ligne semblerait indiquer une sensibilité réduite. Si ce résultat (unique) était correct, l'épaisseur déduite pour un film couvrant ces capteurs pourrait être sous-estimée d'un facteur 2 au plus.

La rotation des secteurs capacitifs a la conséquence heureuse d'amener le capteur 18 à une altitude qui serait sinon restée inexplorée. En contrepartie, on ne pourra comparer des capteurs

de gap différents à même altitude que dans le cas de 12 et 45. Les altitudes caractéristiques des capteurs capacitifs déduites de ces expériences sont consignées dans le tableau 5.5.5, et sont celles prises en compte dans la définition des boîtes d'étude des images optiques (§5.4.3). Les niveaux déduits plus loin des capacités prennent également en compte cette rotation. Nous les exprimerons en général comme une fraction de surface (éventuellement supérieure à 100%) de la capacité  $C3$ . Compte tenu du fait que la capacité  $C4$  décolle lorsque  $C3$  vaut 88% (figure 5.51), et de l'espace de 0.5 mm entre les capacités 3 et 4, cette fraction  $C3_{cor}$  vaut environ

$$C3_{cor} = C3(C3 < 86\%) \quad (5.13)$$

$$C3_{cor} = 2 * C3 - 86\%(88\% < C3 < 100\%) \quad (5.14)$$

$$C3_{cor} = 2 * C4 + 86\%(0\% < C4) \quad (5.15)$$

La figure 5.52 donne alors la hauteur de liquide et la largeur de l'interface, en fonction des valeurs de  $C3$  et  $C4$ .

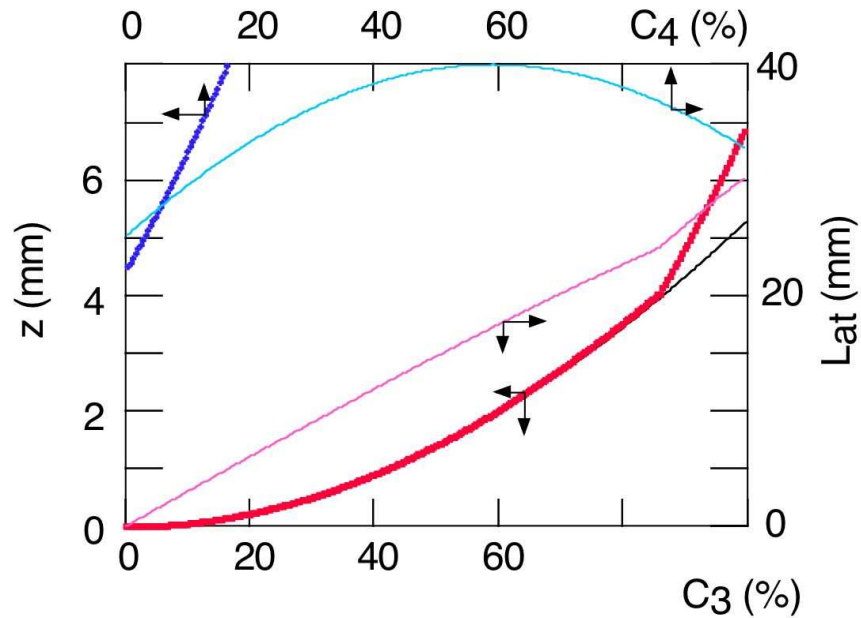


FIG. 5.52 – Hauteur et largeur atomisable de l'interface en fonction des capacités  $C3$  et  $C4$ . La rupture de pente est due à la rotation de la conduite.

capteur n°	alt. milieu (mm)	alt. min (mm)	alt. max (mm)
3	-	3.6	7.5
4	17.8	4.3	31.2
2	22.5	10.5	34.4
1	-	33.3	34.0
17	-	3.0	6.5
18	11.0	8.6	13.4
45	17.0	14.3	19.6
12	16.9	14.2	19.5
34	23.1	20.5	25.8
DH	24.0	21	27

TAB. 5.2 – Positions verticales des extrémités des différents capteurs capacitifs. Sauf pour 1 et 4, ces positions, déduites de la figure 5.51 correspondent aux altitudes minimale et maximale des capteurs. On a en outre tenu compte du fait (non représenté sur la figure 5.51) que les 4 premiers mm du capteur 2 sont endommagés et inactifs.

## 5.6 Détermination du niveau liquide

Nous verrons que le niveau liquide influence l'atomisation. Il est donc important de le mesurer lors des expériences. A priori, nous disposons de deux méthodes : la visualisation de l'interface, et le signal des capteurs capacitifs. En outre, en situation non-atomisée, la mesure de l'échange thermique par la BARK permet également de déterminer la fraction mouillée, si l'on se donne le coefficient d'échange pour la BARK remplie de liquide, ou, inversement, de vérifier la valeur de ce coefficient si on mesure la fraction mouillée à partir des capteurs capacitifs.

### 5.6.1 Comparaison du mouillage obtenu par les différentes méthodes de mesure en situation non-atomisée

En situation non-atomisée, la détermination de la fraction de la paroi mouillée par le "corps" du liquide circulant dans la partie basse de la conduite peut se faire *via* les mesures issues :

- de la BARK
- des mesures capacitives réalisées avec les quadrants de gap 100 microns;
- des images CCD de l'interface.

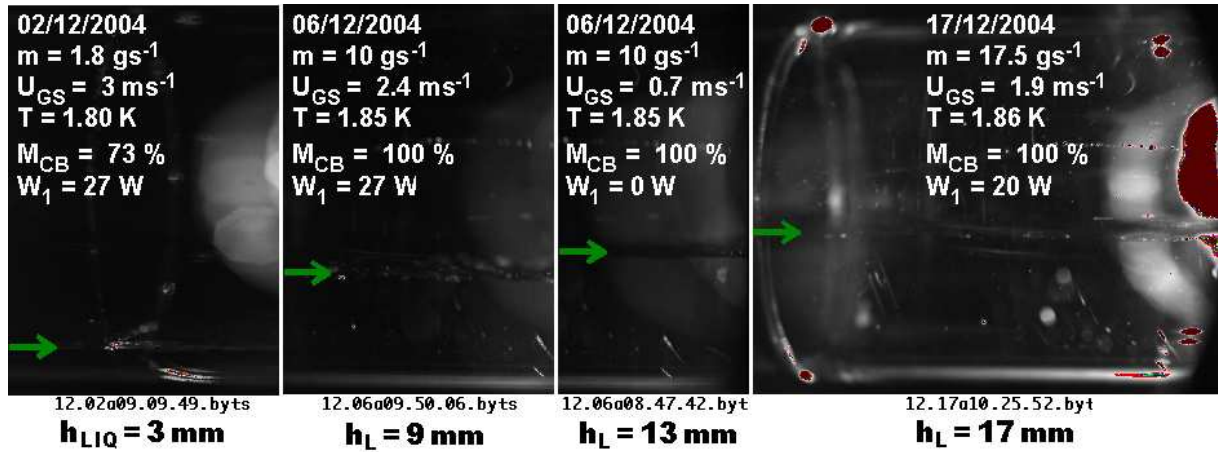


FIG. 5.53 – Situations non-atomisées étudiées et paramètres principaux les caractérisant. L'interface est signalée par la flèche claire sur la gauche de chaque image.

La figure 5.53 montre les vues en éclairage ambiant de cinq écoulements non-atomisés (débit liquide de  $1.8 \text{ g.s}^{-1}$  à  $27 \text{ W}$ ,  $10 \text{ g.s}^{-1}$  à  $0 \text{ W}$  et  $27 \text{ W}$  et  $20 \text{ g.s}^{-1}$  à  $0 \text{ W}$  et  $20 \text{ W}$ ).<sup>17</sup> Le niveau

17. référencés 04.12.02-U03-T1.8-M73, 04.12.06-U02-T1.85-M100, 04.12.06-U0.8-T1.85-M100, 04.12.17-U1.9-T1.86-M100 et 04.12.17-U0.8-T1.86-M100 en annexe A.1

du liquide  $h_L$  dans le tube est donné par la comparaison de chaque cliché avec la référence que constitue l'image de la mire graduée dans une configuration optique identique à celle des expériences (figure 5.54).

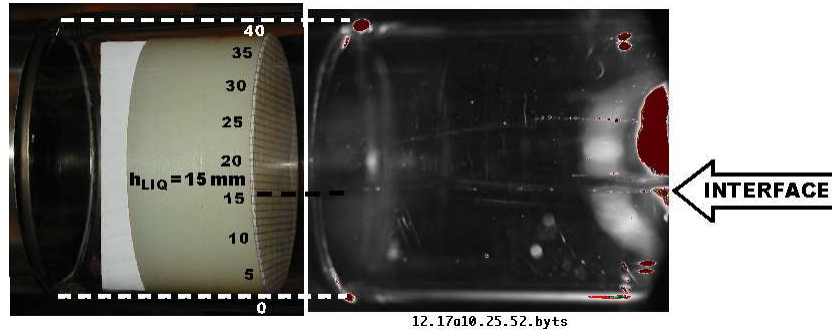


FIG. 5.54 – Détermination de la hauteur liquide sur les images CCD, à l'aide de la référence graduée prise dans la même configuration, après les expériences. L'interface est indiquée ainsi que la valeur de la hauteur liquide lue (15 mm dans cet exemple correspondant à la situation de droite dans la figure 5.53)

Nous estimons que  $h_L$  est ainsi déterminée à environ 1 mm près. Du fait de la forme de la conduite, cette erreur implique une erreur absolue sur la fraction mouillée d'autant plus élevée que le niveau est bas.

La figure 5.55 donne, pour ces mêmes points, les réponses thermiques obtenues lors d'expériences avec la BARK pour différents créneaux de puissance de chauffage. Dans chaque cas, la caractéristique thermique  $\Delta T_{KAP} = f(W_{KAP})$  est linéarisée, et la pente obtenue est indiquée sur le graphe. La fraction mouillée est obtenue en appliquant la méthode décrite au paragraphe 5.3.1.

Enfin, la figure 5.56 illustre la détermination capacitive du niveau liquide pour ces écoulements. Ce niveau est le même pour les deux secteurs capacitifs, sauf pour le point à  $20 \text{ g.s}^{-1}$  et  $20 \text{ W}$  pour lequel le niveau déduit des capacités 2 et 4 est notablement inférieur à celui déduit des capacités 12 et 45, et également à celui observé visuellement. Nous interprétons cette différence en termes d'un ressaut hydraulique situé entre les deux capteurs capacitifs. En effet, l'observation au niveau du tube en verre nous a montré que de tels ressauts sont parfois possibles à faible vitesse d'écoulement. Ce problème montre que la comparaison du niveau entre différentes positions le long de la conduite est un exercice délicat, dont les résultats doivent être considérés avec une certaine prudence.

En gardant ce point à l'esprit, nous comparons dans la figure 5.57 les fractions mouillées issues des trois méthodes. Cette comparaison permet de montrer que la fraction mouillée "optique"



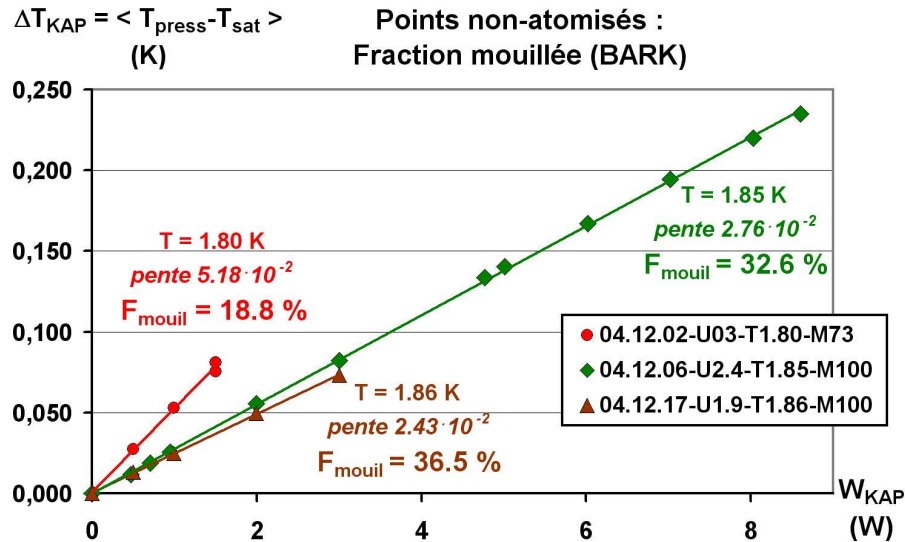


FIG. 5.55 – Détermination de la fraction mouillée à partir des mesures thermiques réalisées avec la BARK pour quatre points non-atomisés. Les fractions mouillées indiquées sont calculées, à partir des étalonnages de la BARK en situation immergée, comme indiqué dans le § 5.3.1.

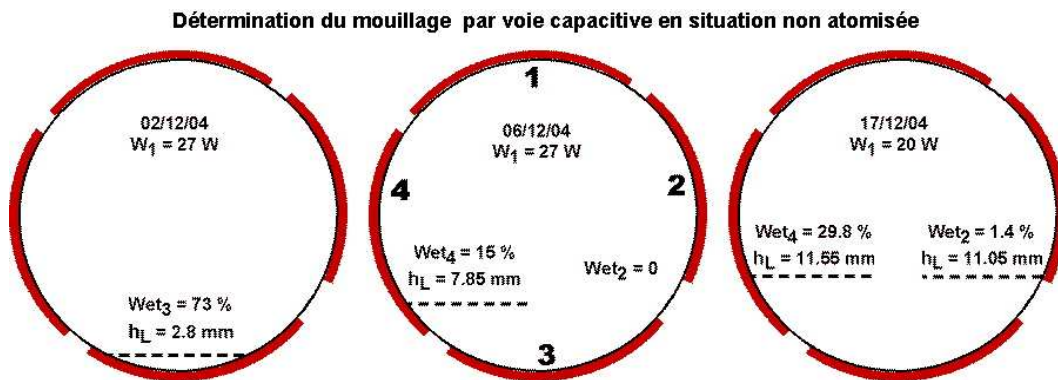


FIG. 5.56 – Détermination de la hauteur liquide à partir des mesures capacitives (quadrants : gap  $100 \mu m$ ) dans des situations sans brouillard.

suit la "capacitive" à environ 2 % près. La fraction mouillée basée sur les mesures issues de la BARK, elle, augmente en gros avec la fraction mouillée capacitive, mais le point à  $10 \text{ g.s}^{-1}$  et  $27 \text{ W}$  a un échange trop grand par rapport à celui attendu. A l'inverse, à niveau élevé, l'échange croît moins vite que la fraction mouillée mesurée optiquement et capacitivement. Là encore, nous pouvons invoquer des possibles problèmes de ressaut, peut-être plus accentués qu'entre les secteurs capacitifs et le secteur optique du fait de l'éloignement de la BARK par rapport à ces secteurs.

Nous avons également reporté dans cette figure le point précédemment cité, à pente nulle de la conduite, pour lequel le niveau obtenu est le plus élevé, et ne devrait pas présenter de

ressaut. L'accord entre les surfaces mouillées déduites des capacités et de l'échange thermique nous indique que la valeur du coefficient d'échange pour la BARK remplie, qui sert à normaliser l'échange mesuré, est correcte à 10% près. Ce coefficient avait été directement mesuré en 2000 en cryostat séparé. S'il y a eu oxydation des parois depuis cette date, celle-ci n'a donc pas modifié significativement la valeur de l'échange cuivre-hélium. Nous pourrions donc avoir confiance dans la conversion en surface mouillée de l'échange thermique en présence de brouillard.

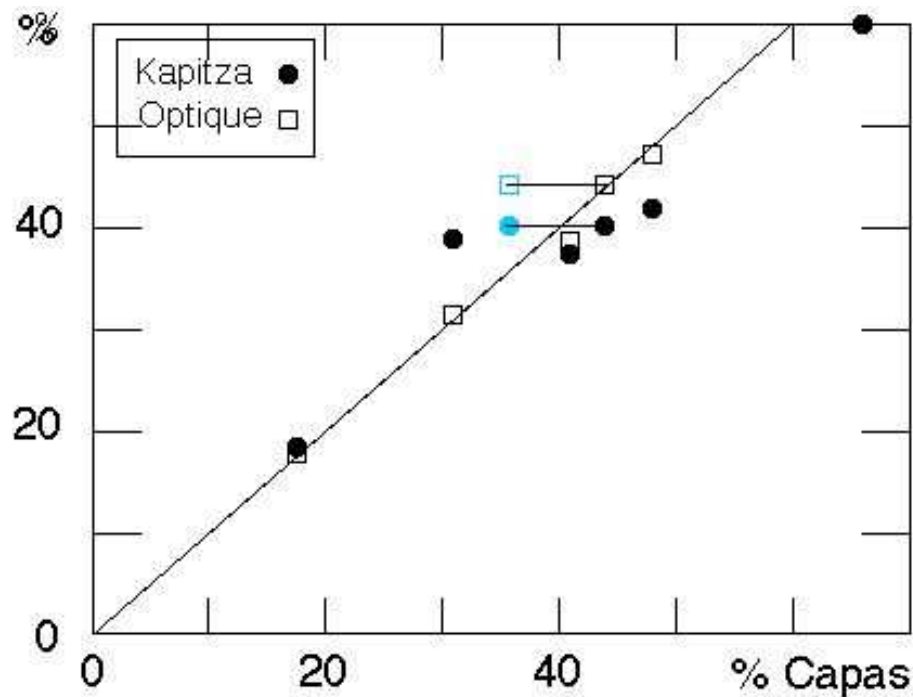


FIG. 5.57 – Fraction mouillée déduite de l'optique (carrés ouverts) et de l'échange thermique (ronds pleins) pour les six situations non atomisées décrites dans le texte, en fonction de la fraction mouillée inférée des capacités. Par ordre croissant, débit liquide de 1.8 g.s<sup>-1</sup> à 27 W, 10 g.s<sup>-1</sup> à 27 W et 0 W et 20 g.s<sup>-1</sup> à 20 W et 0 W. Pour le point 20 g.s<sup>-1</sup> à 20 W, les symboles clairs correspondent au secteur des capacités de 100 μm, et les sombres à l'autre secteur (voir texte).

### 5.6.2 Détermination du niveau liquide en situation atomisée

Nous verrons au prochain chapitre que le niveau liquide influence l'atomisation. Sa détermination en situation atomisée est donc indispensable à l'étude de l'influence de la vitesse ou de la densité de la vapeur sur le phénomène d'atomisation. L'atomisation améliorant le transfert thermique, sa mesure grâce à la BARK ne permet pas d'en déduire le niveau liquide. Il faut obligatoirement se tourner vers les mesures optiques et les capacitatives.

Le repérage optique du niveau liquide en situation atomisée est complexe. Tout d'abord, les points expérimentaux réalisés en situation atomisée sont caractérisés par un faible niveau

liquide (généralement environ 3 à 4 mm), ce qui place l'interface très bas dans le tube. On est donc dans le pire cas de figure par rapport aux effet de dioptre, puisque l'axe d'observation est quasi-tangent au tube. De plus, la caméra étant alignée sur le centre du tube, on voit la surface du liquide depuis le dessus, d'où une difficulté accrue de déterminer avec précision son altitude. Nous disposons néanmoins des images de la mire qui nous donne une référence "réaliste" suivant les deux axes  $x$  et  $y$  définissant la section du tube. La figure 5.58 montre comment, pour un développement "raisonnable" de l'atomisation, on peut déterminer la position de l'interface à environ 1 mm près. Pour une hauteur de liquide de 3 mm (fraction mouillée environ 80% de C3), la précision sur la fraction mouillée sera alors de l'ordre de 15%.

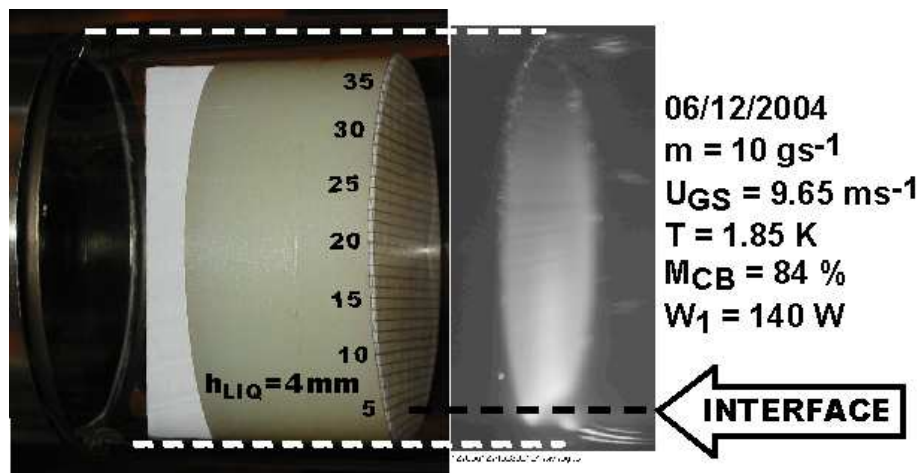


FIG. 5.58 – Détermination de la hauteur liquide à partir des images CCD, sur la base de la mire donnant l'échelle de l'intérieur du tube Le point traité, 04.12.06-U9.6-T1.85-M84, est doté d'un niveau raisonnablement élevé, de même que le brouillard est intermédiaire. Dans des conditions plus "extrêmes", cette détermination devient beaucoup plus délicate, voire impossible lorsque l'interface est noyée dans le flot de lumière diffusée.

Un bien meilleure mesure du niveau liquide est alors fournie par le signal lu sur le quadrant capacitif n°3. Cependant, les gouttes contribuent aussi à ce signal, ce qui conduit à surestimer le niveau. Le capteur sectorisé n°18, situé juste au-dessus du quadrant n°3 (extension de 8.6 à 13.4 mm, contre une altitude maximale de 7.5 mm environ pour le quadrant n°3), permet d'estimer l'erreur faite. Dans l'hypothèse d'un film uniforme, l'épaisseur de liquide mesurée par ce capteur est communément micronique, et au maximum  $5 \mu m$ . En tenant compte de l'évolution spatiale de l'épaisseur du film (diminution avec l'altitude), on peut raisonnablement prendre  $10 \mu m$  comme hypothèse la plus "pessimiste" pour l'épaisseur du film en haut du quadrant du n°3. D'après la courbe de sensibilité des capacités de gap  $100 \mu m$  (fig. 5.50), une telle épaisseur implique une sensibilité de 20% environ à la surface couverte. En appelant  $r$  la réponse du capteur, et  $s$  la fraction du capteur effectivement recouverte par le liquide "massif", d'épaisseur grande devant le gap (100% de sensibilité pour la surface concernée), le film concerne une fraction  $(1 - s)$  de la surface active, si bien que  $r = s + 0.2 \times (1 - s)$ , soit  $r = 0.8 \times s + 0.2$ .

La surestimation absolue ( $r - s$ ) de la fraction du capteur mouillée par le liquide massif est représentée, en %, sur le graphe de la figure 5.59, en fonction de la réponse lue,  $s = M_{CB}$ .

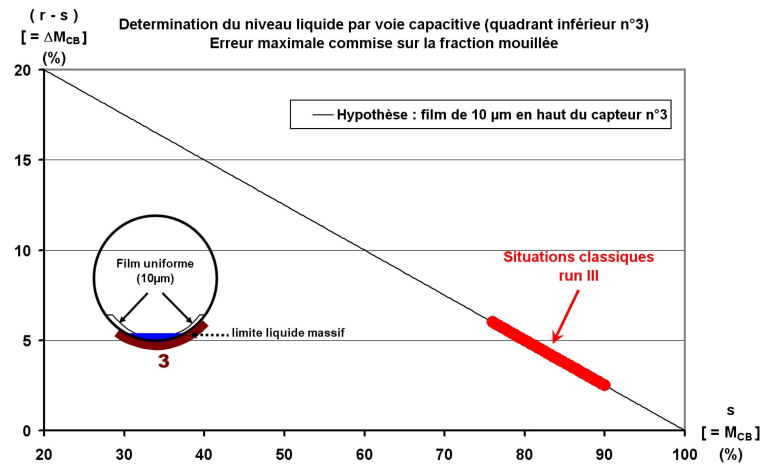


FIG. 5.59 – Surestimation maximale absolue (en %) de la fraction du quadrant n°3 effectivement mouillée par le liquide massif, dans l’hypothèse d’un film de 10  $\mu m$  d’épaisseur couvrant l’ensemble de la partie du capteur non concernée par le liquide massif.

Au cours du run III, les réponses obtenues sur le quadrant n°3 sont situées, dans la quasi-totalité des cas, dans une fourchette 76 - 89% ; l’erreur commise est représentée sur la figure 5.59 par la partie épaisse de la courbe. La situation la plus classique, dans laquelle sont entre autres réalisées les expériences à vitesse vapeur variable, correspond à  $M_{CB} = 80\%$ , cas dans lequel l’erreur maximale commise est environ 4 %. Notons que les cas de plus bas niveau sont également caractérisés par un développement plus faible de l’atomisation, associé à des films fins, ce qui donne une précision analogue (voire meilleure) dans le positionnement de l’interface par voie capacitive. Cette précision est meilleure que celle obtenue optiquement. Les caractéristiques géométriques de l’interface comme sa hauteur et sa largeur sont donc calculées à partir de ces mesures.



---

---

## 6

---

---

# RÉSULTATS

---

---

Grâce aux différents capteurs que nous venons de présenter, nous avons pu déterminer un certain nombre de caractéristiques de nos écoulements diphasiques atomisés d'hélium.

Les mesures réalisées ont permis d'obtenir des informations de deux types : celles relatives aux caractéristiques thermohydrauliques globales du système (conditions d'écoulement, échange thermique global en paroi, pertes de pression), et celles concernant le brouillard (taux d'occupation spatiale, pouvoirs réfrigérant et mouillant) et les gouttelettes le composant (distributions de vitesses et de tailles).

A mi-chemin entre ces deux aspects du problème, se trouve le film formé en paroi. L'une des ambitions de cette étude est de mettre en regard les deux types d'informations sus-citées, afin d'établir et de quantifier le rôle joué par le brouillard dans l'échange thermique global.

Nous présentons dans ce chapitre les résultats expérimentaux dont nous disposons, ainsi que les tendances qu'ils permettent de dégager.

### 6.1 *Description des expériences réalisées lors du "Run III"*

La dénomination "Run III" fait référence à deux séries d'expériences : une première campagne préparatoire de trois jours en janvier 2004, et une grande campagne principale d'une vingtaine de jours s'étalant sur novembre et décembre 2004.

La première campagne, réalisée en circuit "ouvert", avait différents objectifs :

- réaliser un essai complet en conditions réelles de la ligne d'essais, qui venait d'être remontée après avoir subi des interventions significatives (insertion de nouveaux capteurs, modification des accès optiques, etc.),
- tester la viabilité de la connexion à la station d'essais et le bon fonctionnement de la ligne après modification,

- reproduire les points expérimentaux principaux des campagnes précédentes,
- explorer de nouvelles conditions d'écoulement, impliquant des conditions d'atomisation très développées, en consacrant une journée d'expériences à de forts débits ( $15 \text{ g.s}^{-1}$ ).

La deuxième campagne utilisait pleinement la station cryogénique  $400\text{W}@1.8\text{K}$  : on travaillait donc en autonomie, mis à part pour les points réalisés au-delà de  $T_\lambda$ , mettant en œuvre un débit massique total supérieur à  $20 \text{ g.s}^{-1}$ , qui ont nécessité un appoint depuis le liquéfacteur du CEA.

Les objectifs de cette campagne se déclinaient suivant plusieurs axes. Il s'agissait de déterminer l'influence sur les propriétés thermohydrauliques des écoulements considérés (et en particulier leur potentiel réfrigérant et les pertes de pression associées) du niveau liquide, de la vitesse de la vapeur et de sa densité. Nous avons réalisé des points expérimentaux balayant tour à tour chacun de ces trois paramètres dans la gamme la plus large possible, tout en maintenant les deux autres fixes. Nous présenterons tout d'abord une série d'expériences balayant une très large gamme de vitesses vapeur, réalisées à débit total fixe comme dans les expériences antérieures, donc à niveau liquide variable. Cette série de points nous permettra de mieux situer les conditions expérimentales reconstruites du point de vue du régime optique, ainsi que de réaliser des comparaisons avec les données du Run II de 2002 [1].

Les trois parties principales de ce chapitre présentent les résultats concernant l'influence sur les propriétés de l'écoulement des trois paramètres suivants :

- le niveau liquide, que l'on a fait varier de 2 à 8 mm grâce à l'utilisation de débits totaux de fluide de  $7$  à  $18 \text{ g.s}^{-1}$ , à la température fixe de  $1.85 \text{ K}$  et pour une vitesse superficielle vapeur fixe de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ . Les points expérimentaux correspondants sont référencés par la lettre N (niveau liquide variable), suivie du débit total de fluide mis en œuvre exprimé en  $\text{g.s}^{-1}$  ;
- la vitesse de la vapeur, explorée jusqu'à une vingtaine de  $\text{m.s}^{-1}$  à la température de  $1.8 \text{ K}$  (puissance injectée  $W_1$  supérieure à  $200 \text{ W}$ ), avec un niveau liquide constant de  $3.5 \text{ mm}$  environ ; les points en question sont référencés par la lettre U, suivie de la vitesse superficielle vapeur en  $\text{m.s}^{-1}$  ;
- la densité de la vapeur (pilotée par la température de travail), dont le domaine d'exploration dans le domaine superfluide a été de  $0.45 \text{ kg.m}^{-3}$  à  $1.8 \text{ K}$  jusqu'à  $0.79 \text{ kg.m}^{-3}$  à  $2 \text{ K}$ , avec un point intermédiaire réalisé à  $1.9 \text{ K}$ . Pour ces températures, quatre combinaisons [vitesse vapeur - hauteur liquide] ont été testées. Ces points sont désignés dans la suite par la lettre T (température variable) suivie d'un chiffre correspondant à la température (1 pour  $1.8 \text{ K}$ , 2 pour  $1.9 \text{ K}$ , et 3 pour  $2.0 \text{ K}$ ) et d'une lettre codant la configuration thermohydraulique (a, b, c, ou c0).

Pour toutes ces expériences, la pente était fixée légèrement descendante à  $0.6\%$ . En effet,

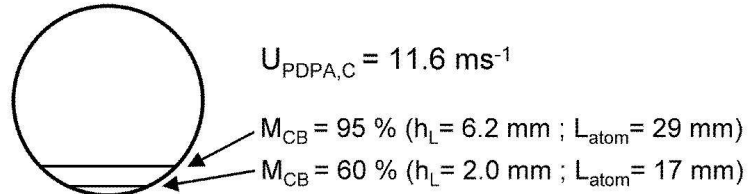


les expériences du run II avaient montré qu'entre 0 et 2.8%, la pente n'avait pas d'influence sur l'atomisation développée (i.e. au-delà de  $5 \text{ m.s}^{-1}$ ). La figure 6.1 propose une synthèse schématique de ces différentes séries d'expériences, indiquant les principales caractéristiques de chaque configuration ; les caractéristiques thermohydrauliques de chaque point expérimental sont détaillées dans l'annexe A.1.

#### Niveau liquide variable

$$T = 1.85 \text{ K}$$

$$U_{GS} = 10 \text{ ms}^{-1}$$

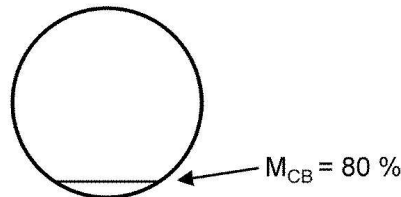


#### Vitesse vapeur variable

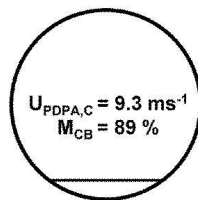
$$T = 1.80 \text{ K}$$

$$h_L = 3.5 \text{ mm}$$

$$(L_{atom} = 22 \text{ mm})$$



#### Densité vapeur variable

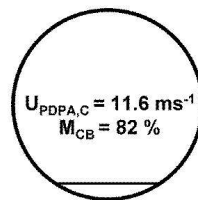


**Config. « a »**

$U_{GS} = 8 \text{ ms}^{-1}$

$h_L = 4.7 \text{ mm}$

$(L_{atom} = 26 \text{ mm})$

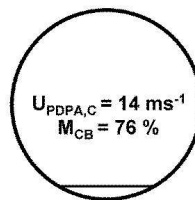


**Config. « b »**

$U_{GS} = 10 \text{ ms}^{-1}$

$h_L = 3.6 \text{ mm}$

$(L_{atom} = 23 \text{ mm})$

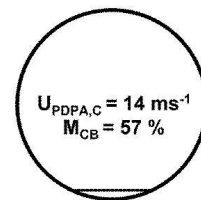


**Config. « c »**

$U_{GS} = 12 \text{ ms}^{-1}$

$h_L = 3.0 \text{ mm}$

$(L_{atom} = 21 \text{ mm})$



**Config. « c0 »**

$U_{GS} = 12 \text{ ms}^{-1}$

$h_L = 1.8 \text{ mm}$

$(L_{atom} = 16.5 \text{ mm})$

FIG. 6.1 – Présentation schématique des séries d'expériences du run III. On indique, pour chaque configuration, d'une part les paramètres de contrôle (ou de "réglage") que sont la vitesse locale au centre, mesurée au PDPA,  $U_{PDPA,C}$  et le mouillage mesuré sur le quadrant capacitif inférieur,  $M_{CB}$ , et d'autre part les caractéristiques thermohydrauliques discutées dans la thèse : hauteur liquide  $h_L$  (et largeur atomisable correspondante  $L_{atom}$ ), vitesse superficielle vapeur  $U_{GS}$ , et température de travail  $T$

La figure 6.2 présente, dans le diagramme Température - Vitesse vapeur introduit dans la figure 6.2, les points expérimentaux réalisés lors de la présente thèse. Sur cette figure, en plus de la courbe d'assèchement pour 400W (0% de mouillage) est représentée la ligne correspondant à un mouillage de 20% du tube par le liquide massif. La frontière normal/superfluide est signalée par la ligne verticale  $T_\lambda$ , et la limite approximative d'apparition de l'atomisation, par la ligne horizontale à  $4 \text{ ms}^{-1}$ .

L'exploitation très large du domaine potentiel d'exploration apparaît clairement. On retrouve

en particulier (indiqués par les ellipses) les points de niveau variable superposés aux coordonnées ( $1.85\text{ K}; 10\text{ ms}^{-1}$ ), l'exploration en vitesse à  $1.80\text{ K}$ , l'exploration en température à  $8, 10$  et  $12\text{ ms}^{-1}$ , et la comparaison de points dans les domaines normal et superfluide, dans des conditions hydrauliques équivalentes.

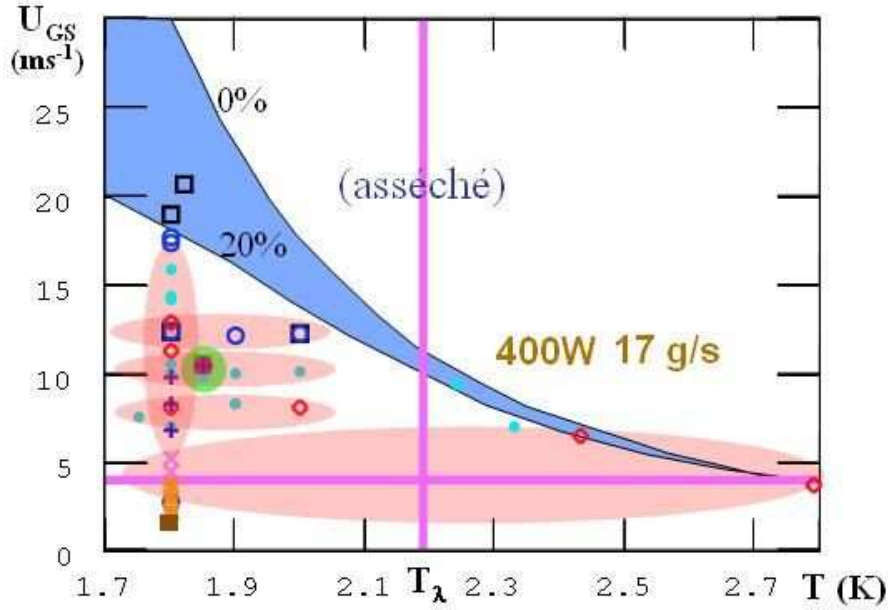


FIG. 6.2 – Points expérimentaux de Cryoloop III dans le diagramme Température - Vitesse Gaz. La courbe d'assèchement ainsi que celle correspondant à un mouillage de 20% du tube par le liquide massif sont construites pour 400W de puissance froide (la courbe à mouillage 20% est calculée en utilisant la droite de la figure 7.2 pour relier la vitesse du liquide à son niveau). Les ellipses indiquent les différents axes d'exploration : Niveau liquide, Vitesse gaz, Température et Normal/Superfluide.

Dans cette partie, nous présenterons successivement pour toutes ces conditions, les mesures caractérisant le brouillard, les capteurs suspendus (capacitif et thermiques), et le transfert thermique global.

Enfin, nous présenterons la comparaison, dans des conditions thermohydrauliques équivalentes (c'est à dire pour des couples  $[U_{GS} ; h_L]$  imposés), de points de part et d'autre de  $T_\lambda$ , afin de tester le rôle éventuel de la superfluidité dans les phénomènes observés.

Dans le chapitre suivant, nous examinerons plus spécifiquement le lien entre ces différentes mesures tel qu'il se dégage pour l'ensemble des conditions d'écoulement.

## 6.2 Montée graduelle de puissance sans contrôle du niveau liquide

Avant d'aborder les expériences à niveau contrôlé, nous présentons ici les observations effectuées à l'occasion de l'augmentation graduelle de la puissance d'évaporation effectuée à fort débit ( $14.5 \text{ g.s}^{-1}$ ) pour une température de  $1.8 \text{ K}$ . Cette expérience, étalée sur une journée complète (le 08/12/2004) a permis entre autres de caractériser les pertes de pression le long de la ligne sur une plage très importante de vitesses de vapeur, jusqu'aux valeurs les plus élevées atteintes en superfluide ( $U_{GS} = 25 \text{ m.s}^{-1}$ ). C'est également l'une des seules occasions que nous ayons eues de nous approcher de l'assèchement total de la ligne, prévisible à ce débit vers  $320 \text{ W}$  en prenant  $L_{sat}(1.8 \text{ K}) = 23.4 \text{ J.g}^{-1}$ . Enfin, c'est principalement cette expérience que nous avons utilisée pour les calibrations optiques décrites au §5.4.3.

A titre de comparaison, lors du run II en 2002, la vitesse superficielle vapeur maximale était environ  $10 \text{ m.s}^{-1}$ , pour un débit total de fluide de  $7 \text{ g.s}^{-1}$  à  $1.79 \text{ K}$ , associé à une puissance d'entrée<sup>2</sup> de  $119 \text{ W}$ .

Le graphe et le tableau de la figure 6.3 nous permettent de situer chaque point de puissance en terme de vitesse superficielle vapeur  $U_{GS} = (W_1 + W_{pertes}) / (\rho_G \cdot S \cdot L_{sat})$  avec  $W_{pertes} = 10 \text{ W}$ . Par la suite, lorsqu'on fera référence aux différents points de cette expérience de montée de puissance d'évaporation, on pourra se référer à cette figure pour se situer dans la gamme des vitesses explorées.

### 6.2.1 Visualisation

La figure 6.4 permet de visualiser l'évolution de l'écoulement pendant cette expérience. Les cinq clichés du haut, pris en éclairage ambiant, concernent des conditions non-atomisées, correspondant aux puissances inférieures à  $50 \text{ W}$ . A mesure que la puissance d'évaporation augmente, le niveau liquide baisse et l'interface se déstabilise. Les conditions d'écoulement correspondantes se déclinent, de gauche à droite, depuis un régime stratifié lisse quasi-immobile, jusqu'à un régime agité, pour lequel on atteint le début de l'atomisation. La série de clichés du bas prend le relais, en proposant les vues de coupe (éclairage par la nappe laser) de différents points de la montée de puissance à partir du début de l'atomisation. A  $50 \text{ W}$  ( $U_{GS} = 4.5 \text{ m.s}^{-1}$ ), l'interface est agitée, et on peut distinguer le passage de quelques "objets volants" identifiés comme étant des paquets de liquide. Sur les clichés suivants, on voit le brouillard se développer

<sup>2</sup>. Comme expliqué au §4.2.2, on ne pouvait pas à l'époque aller jusqu'à l'assèchement de la ligne.

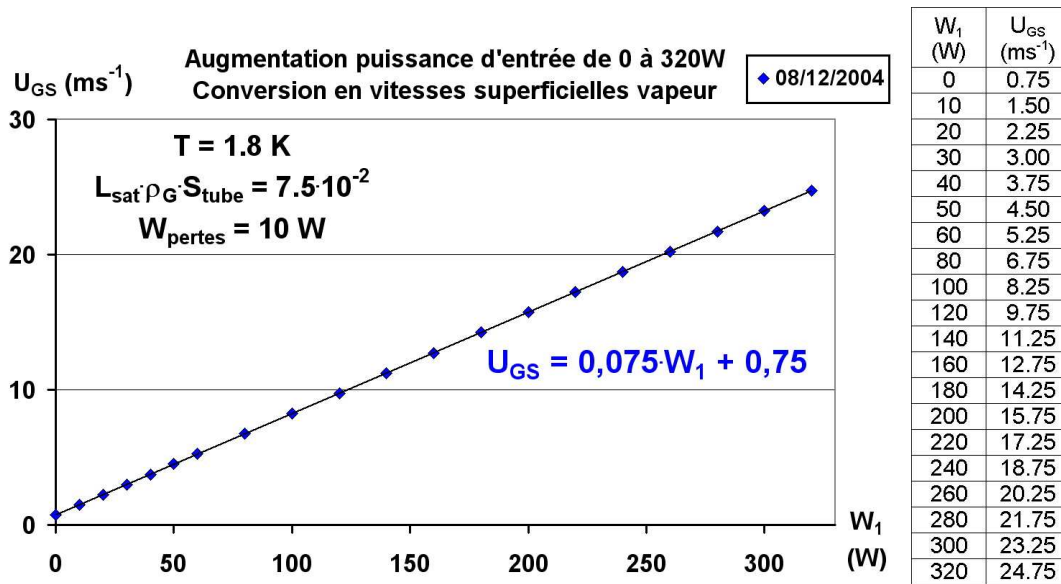


FIG. 6.3 – Montée graduelle de la puissance d'évaporation  $W_1$  : conversion en  $U_{GS}$

au-dessus de l'interface, devenant plus dense et montant de plus en plus haut dans le tube. On constate également que l'altitude de l'interface baisse, et qu'elle devient de plus en plus difficile à identifier, jusqu'à se fondre dans le flot de lumière diffusée et disparaître sur le cliché à 200 W.

### 6.2.2 Evolution de la diffusion de la lumière : étude optique du brouillard

#### Profils verticaux d'intensité diffusée : mesure de l'aire interfaciale

La figure 6.5 présente l'analyse quantitative du profil d'intensité lumineuse diffusée obtenu pour les clichés de la montée de puissance, pour la nappe et le laser vertical. Comme décrit au §5.4.3, cette intensité est convertie en inverse du libre parcours moyen et en densité d'interface.

Sur les profils de nappe laser (graphes du haut), on identifie un pic d'intensité qui se décale vers les basses altitudes quand la puissance augmente. Ce décalage, également identifiable sur les profils de laser vertical pour des niveaux moindres (puissances supérieures à 160 W), reflète la baisse du niveau liquide. On peut cependant noter que la comparaison des deux types de profils à 160 W montre que le maximum d'intensité est moins marqué et se situe à une altitude supérieure pour la nappe que pour le laser vertical. La comparaison au niveau liquide détecté par les capteurs capacitifs pariétaux indique que c'est le maximum détecté par le laser vertical qui correspond (à 1 mm près) à la position de l'interface. Dans la suite, on utilisera donc le laser vertical plutôt que la nappe comme marqueur absolu de cette position, par exemple pour vérifier que deux situations différentes ont le même niveau liquide.

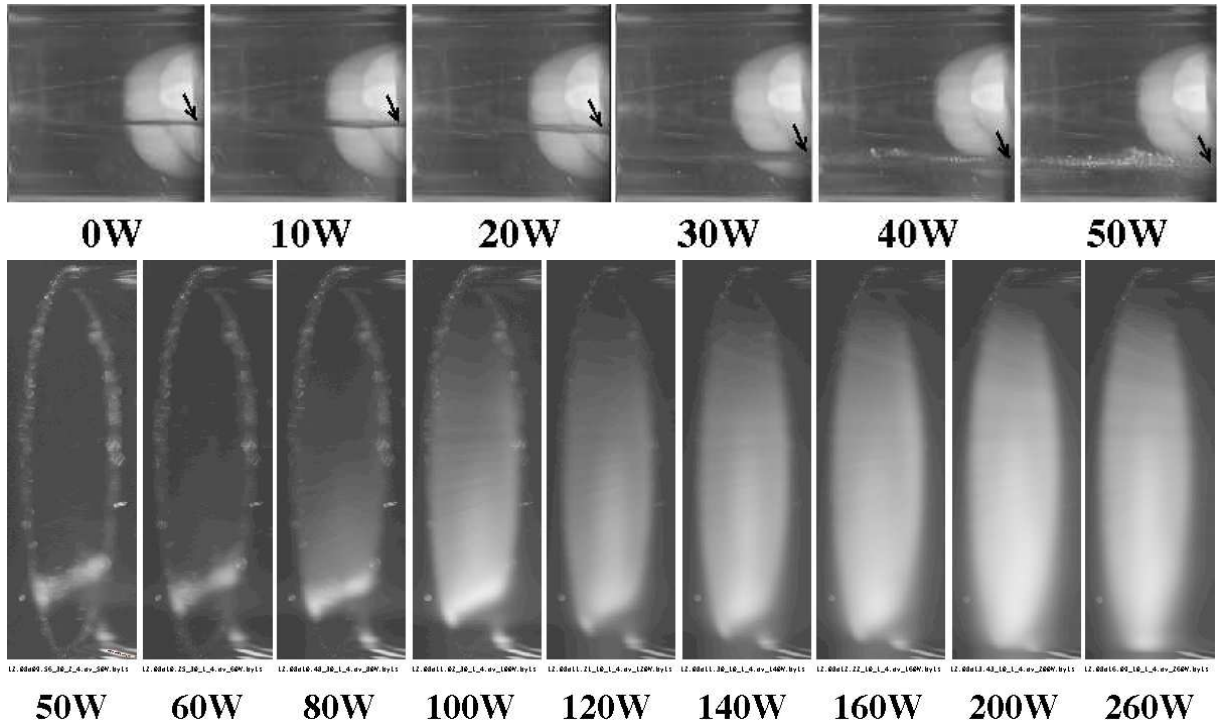


FIG. 6.4 – Visualisation de l'écoulement lors de la montée graduelle de la puissance d'évaporation  $W_1$ . De 0 à 50 W, en lumière blanche diffuse. De 50 à 260W, en conditions atomisées, éclairage par la nappe laser. L'ouverture et le gain utilisés sont identiques pour tous les clichés, mais le temps de pose est plus faible (10 ms au lieu de 30) à partir de 120 W, pour éviter la saturation du capteur CCD. L'échelle des niveaux de gris est logarithmique.

Par ailleurs, lorsqu'on augmente la puissance injectée, l'intensité diffusée augmente considérablement à toute altitude. Ceci montre que l'atomisation augmente avec la vitesse vapeur. A ce stade, on ne peut cependant faire une analyse quantitative car, comme nous le montrons dans le prochain paragraphe, la baisse du niveau liquide a également un effet (inverse !) sur l'atomisation. Cet effet pourrait d'ailleurs expliquer que l'intensité diffusée pour la nappe baisse entre 200 et 260 W. Pouvoir quantifier l'effet de la vitesse vapeur sera tout l'intérêt des mesures à niveau fixe décrites dans la suite.

Comme nous l'avons discuté au §5.4.3, les profils obtenus à partir de la nappe laser et du laser vertical ne sont pas complètement identiques. Cependant, dans les deux cas, ces profils, d'allure exponentielle à basse puissance injectée, montrent que le brouillard est fortement stratifié, plus dense en bas du tube qu'en haut. Cet effet est directement visible sur les images de la nappe, mais les profils permettent d'aller au-delà de cette observation qualitative. Lorsque la vitesse augmente, ils deviennent en effet plus plats. Cet effet ne peut pas être interprété en termes de diffusion multiple, les valeurs de  $L/\ell_{pm}$  ne dépassant pas la dizaine (voir la discussion du §5.4.3). Une interprétation tentante est que la stratification diminue quand la vitesse augmente. Nous verrons plus loin que c'est bien le cas, même si nous ne pouvons tirer cette conclusion



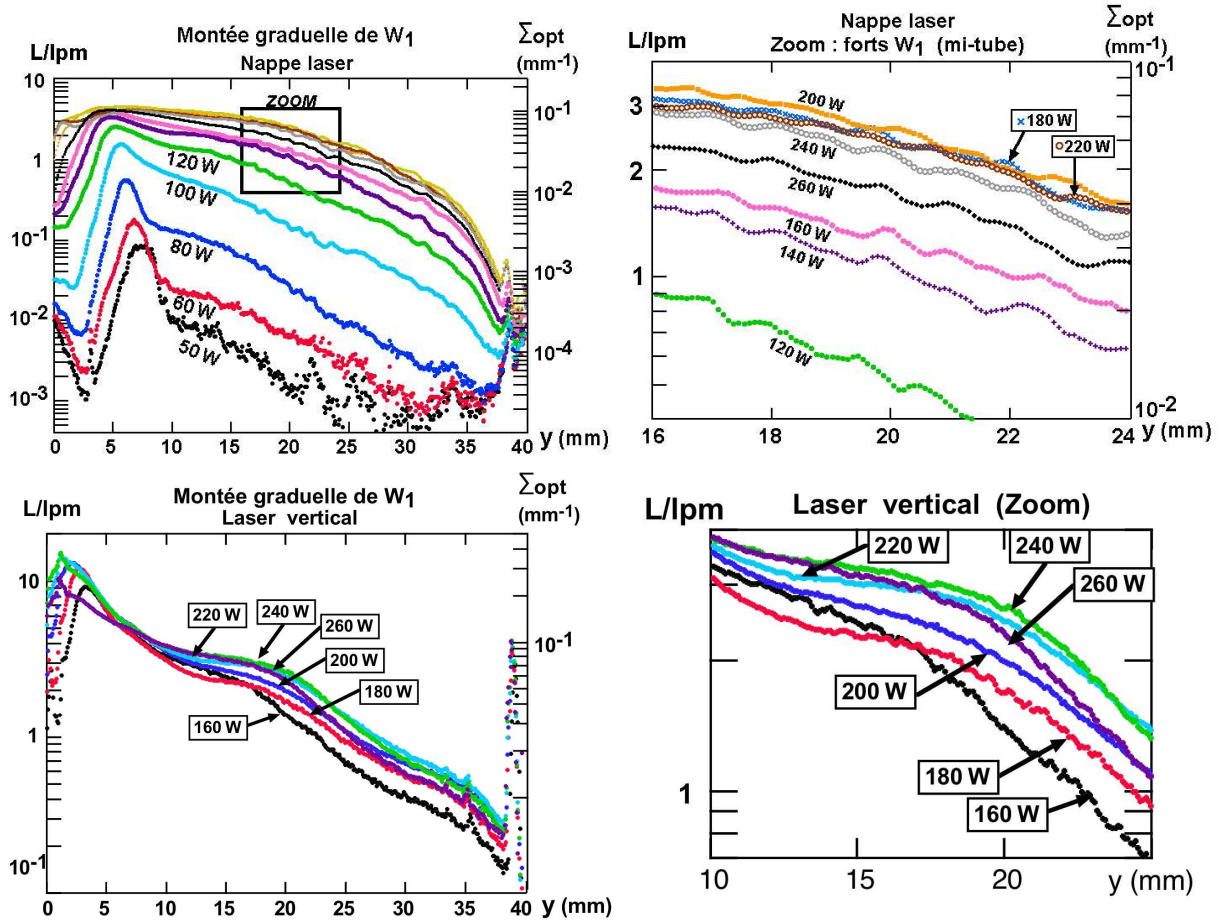


FIG. 6.5 – Montée graduelle de la puissance injectée  $W_1$  : profils de densité interfaciale obtenus lors de l'analyse des images moyennes de la nappe laser (telles que celles présentées sur la figure 6.4), en haut, et du laser vertical, en bas. Pour la nappe, on dispose de chaque valeur de puissance reportée dans le tableau de la figure 6.3 entre 50 à 260 W. Les puissances correspondantes sont indiquées sous chaque profil, jusqu'à 120 W, et pour les puissances supérieures, un zoom à mi-hauteur est fourni dans l'encart de droite, permettant de distinguer les différents points. Pour le laser vertical, les profils disponibles se limitent à la gamme [160 - 260 W]. Le graphe de gauche permet une comparaison directe des profils avec ceux de la nappe, tandis que le zoom de droite permet de mieux identifier les courbes individuelles. La double graduation de l'axe des ordonnées donne la densité interfaciale  $\Sigma_{opt}$ , et le rapport  $L/\ell_{pm}$  du diamètre du tube (40 mm) au libre parcours moyen.

à ce stade. En effet, la stratification observée à basse vitesse pourrait également résulter d'une évaporation des gouttes dans la partie supérieure du tube, liée par exemple à des pertes thermiques par rayonnement, pertes qui deviendraient négligeables dans le cas de forte atomisation. En fait, les résultats sur la température de la vapeur mesurée en utilisant la sonde limée décrite au § 5.3.3 suggèrent que ce n'est pas le cas, et nous confirmerons dans la suite que la déstratification est liée à l'augmentation de vitesse.

## Répartition du liquide en paroi : mesures capacitatives

Les graphes de la figure 6.6 montrent l'évolution du mouillage en paroi au cours de cette expérience.

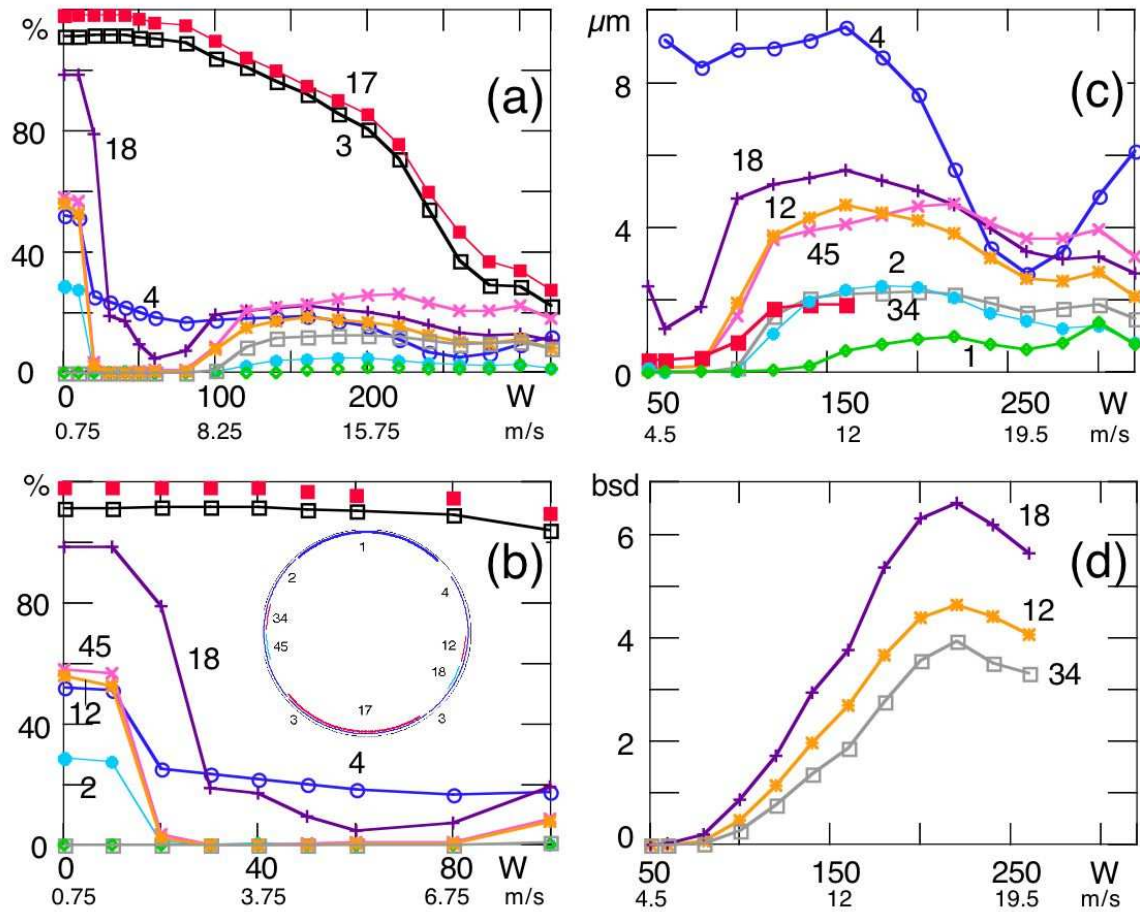


FIG. 6.6 – Montée graduelle de la puissance d'évaporation  $W_1$  : (a) et (b) le mouillage mesuré par les différentes capacités montre la baisse du niveau liquide et l'apparition d'un film avec l'augmentation de la puissance (en Watts), donc de la vitesse spécifique  $U_{GS}$  (en  $\text{m.s}^{-1}$ ). Pour (a) et (b), les symboles sont explicités dans la figure, sauf pour C34 (carrés ouverts gris). (c) épaisseur de film mesurés par les différents capteurs : mêmes symboles que (a), sauf carrés pleins pour le drapeau haut. (d) signal de diffusion de la nappe à la hauteur des trois petits capteurs capacitifs pariétaux ( $1 \text{ bsd} \approx 128 \text{ mm}^{-1}$ )

Le graphe 6.6a montre l'évolution pour l'ensemble des capteurs sur toute la plage de puissances explorées. Pour les capacités 3 et 17, le mouillage indiqué tient compte de la rotation de la conduite<sup>3</sup>. En dessous de 50 W, l'effet dominant est celui de la baisse du niveau (graphe 6.6b). Conformément à la géométrie déterminée figure 5.51, les capacités latérales 12, 45 et 2 s'assèchent d'abord. Ensuite, 4 et 18 continuent à baisser jusqu'à ce que les capacités en bas de la conduite (3 et 17) désaturent, vers 50-60 W. On note la diminution brutale du niveau en-

3. Ces capacités sont décentrées, donc saturent pour un mouillage corrigé supérieur à 100%



tre 10 et 20 W, alors que les images au niveau du tube en verre (un peu en aval) montrent une telle diminution lors du passage de 20 à 30 W (figure 6.4). Ceci indique qu'à basse vitesse vapeur, le niveau n'est pas uniforme dans la ligne : on a probablement un ressaut qui se déplace vers l'aval avec la montée de la puissance. A 60-80 W, les capteurs latéraux réaugmentent, signalant la formation d'un film corrélée au début de l'atomisation, tel qu'on l'observe optiquement. Quant aux capteurs en bas de la conduite, ils continuent à diminuer avec le niveau, pour atteindre des valeurs très faibles, moins de 30 % de signal à 300 W. Ceci ne représente plus qu'une couverture très fine, de hauteur inférieure au millimètre. Une partie du signal résiduel pourrait d'ailleurs être due au film, ce qui réduirait encore cette hauteur. Il est même possible qu'à l'abscisse des secteurs de mesure, il ne subsiste pas de liquide massif au fond de la ligne, mais que l'ensemble du liquide soit transporté par la vapeur.

Le graphe 6.6c donne l'épaisseur (moyenne) de film mesurée par les capteurs situés au-dessus du liquide massif. Pour les capteurs sectorisés (18, 12 et 45, 34), l'épaisseur ne dépasse pas  $6\ \mu\text{m}$ , et diminue quand l'altitude augmente. Pour les quadrants latéraux, le signal de 2, est assez proche de celui de 34, dont l'altitude moyenne est similaire. Par contre, le signal de 4 est 50% plus élevé que celui de 18, alors que seulement 20% du capteur 4 sont à une altitude inférieure à celle de 18. Pour rendre compte de cet effet, il faut que ces 20% du capteur 4 soient couverts d'un film épais (une vingtaine de microns en moyenne), provenant, soit de la densité élevée du brouillard, soit, plus vraisemblablement, de l'effet des vagues. Enfin, le signal le plus faible est celui de 1, tout en haut du tube. Bien que visible à partir d'environ 100 W, c'est à dire pour des vitesses vapeur d'environ  $8\ \text{m.s}^{-1}$ , ce signal se développe plus lentement que celui des autres capteurs, en accord avec le fait que le brouillard est initialement très stratifié.

L'épaisseur du film croît initialement sur tous les capteurs. Elle atteint ensuite un maximum, pour une puissance entre 160 et 220 W selon le capteur considéré. Elle décroît ensuite jusque vers 260 W. Au-delà, elle augmente à nouveau jusqu'à 300 W, puis baisse pour le dernier point étudié (320 W), sauf pour le capteur 4. Si on compare le signal des capacités sectorisées à celui de la lumière diffusée en regard (graphe 6.6d), on s'aperçoit que ce dernier culmine à 220 W pour les trois capteurs, avant de baisser. Nous verrons ci-dessous, qu'à vitesse fixe, l'atomisation décroît avec le niveau. Nous interprétons donc le maximum observé de l'atomisation comme résultant du fait que l'effet de la baisse de niveau domine celui de l'augmentation de vitesse à partir de 220 W. La comparaison des graphes 6.6c et d montre alors que l'épaisseur sur les capacités décroît alors que l'intensité augmente (sauf pour 45, où le maximum coïncide effectivement avec celui de l'intensité diffusée, sans que nous comprenions la différence avec le capteur 12, situé en vis-à-vis). Une interprétation possible est qu'à vitesse vapeur élevée, le film est réatomisé, ce qui réduirait son épaisseur. Le comportement aux plus fortes puissances est en-

core plus étrange, puisque l'épaisseur augmente alors, avant de rechute à 320 W. Nous n'avons malheureusement pas d'images dans cette plage, mais le signal diffusé à mi-hauteur continue à diminuer avec la puissance, sauf à 320 W où il réaugmente un peu. Il semble donc que, dans cette plage, l'épaisseur augmente lorsque l'atomisation diminue. Nous verrons au chapitre suivant qu'il est possible qu'une augmentation de la densité du brouillard réduise la vitesse d'impact des gouttes sur les parois. Ceci pourrait peut-être expliquer ces observations.

En conclusion, nous retiendrons que l'épaisseur déposée diminue avec l'altitude, et, qu'au moins dans la demi portion inférieure de la conduite, elle atteint un maximum vers 160 W (soit environ  $14 \text{ m.s}^{-1}$ ). A cette vitesse, la stratification du film est moins marquée que celle du brouillard : la variation de l'épaisseur n'est que d'un facteur 5 entre 18 et le haut du tube, alors que la densité interfaciale diminue plutôt d'un facteur 20 entre les altitudes correspondantes. Nous verrons au chapitre suivant qu'on attend effectivement un tel comportement non linéaire.

### 6.3 Comparaisons au Run II

La stratification observée est tout à fait cohérente avec celle trouvée dans la thèse d'E. di Muoio [1]. La figure 6.7 compare ainsi les profils d'intensité lumineuse diffusée dans les deux générations d'expériences. La nappe utilisée provenait en 2001 d'un projecteur de diapositives délivrant de la lumière blanche à travers une fente, et dans les expériences de 2004, on utilise une diode délivrant une fine tranche laser.

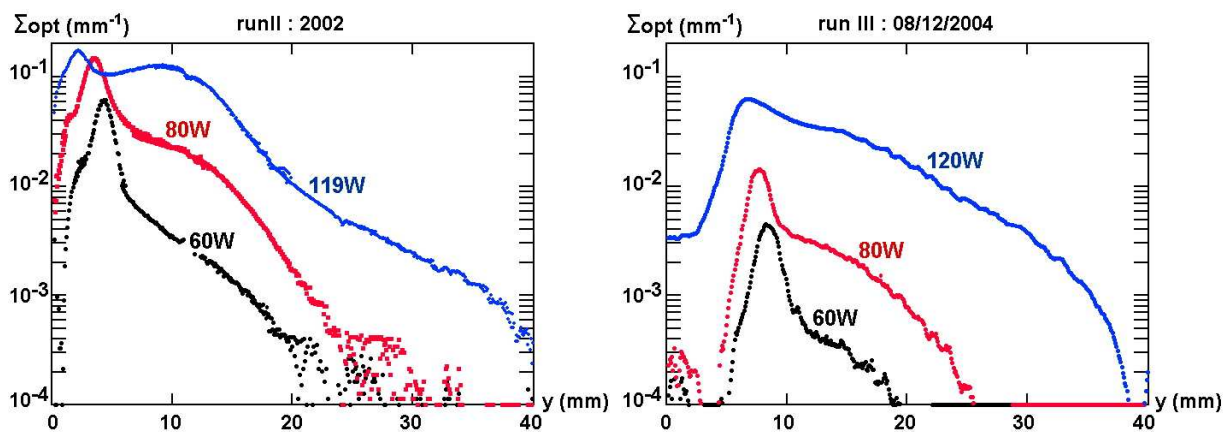


FIG. 6.7 – Comparaison des profils de densité interfaciale obtenus par éclairage en tranche lors des runs II et III.

Les deux séries de points étant réalisées à débit fixe par augmentation de la puissance d'entrée de ligne, le niveau liquide baisse lorsque la puissance augmente. Ceci se traduit dans

les profils par le décalage de la position en altitude du pic intense associé à l'interface. Ce pic se situe à une altitude plus élevée en 2004, parce que le débit total est plus élevé ( $14.5 \text{ g.s}^{-1}$  contre environ  $7 \text{ g.s}^{-1}$ ). Dans les deux cas, on observe une stratification concernant des hauteurs similaires dans le tube, pour des puissances, donc des vitesses, comparables. A forte puissance, les nouvelles expériences ne montrent pas le maximum d'intensité au-dessus de l'interface présent dans la thèse d'E. di Muoio. En fait, cette différence tient aux débits liquides différents utilisés dans les deux cas. Les expériences de 2004 menées à des débits équivalents à ceux de 2001 montrent le même maximum (voir par exemple la figure 6.13).

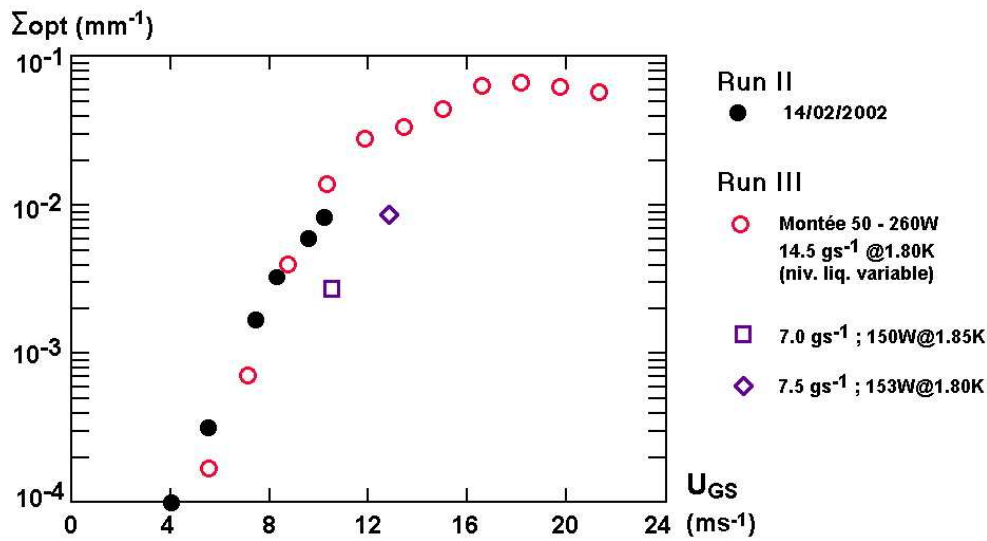


FIG. 6.8 – Comparaison des données des runs II et III en terme de densité interfaciale à mi-hauteur. La dépendance en vitesse est similaire, mais, à débit équivalent, l'aire interfaciale est environ deux fois plus faible dans le run III.

Sur le plan quantitatif, les signaux sont à peu près équivalents à mi-tube. La figure 6.8 présente une comparaison plus précise entre plusieurs points du Run III, et des données de la thèse d'E. di Muoio [1]. La densité d'aire interfaciale est portée en fonction de la vitesse superficielle vapeur calculée dans les deux cas pour des pertes thermiques de 10 W. L'ensemble des points de la montée en puissance du 8/12/2004 est en bon accord avec les données de 2001.

En fait, l'accord est moins spectaculaire que ne le suggère cette figure, dans la mesure où nous verrons ci-dessous que le niveau liquide influe sur l'atomisation et l'aire interfaciale associée au brouillard. Ainsi, les expériences que nous avons menées avec un débit (donc un niveau) comparable à celui de 2001 donnent une densité interfaciale environ deux fois plus faible qu'à l'époque.

Cette différence pourrait provenir d'un problème de calibration de  $L/\ell_{pm}$  dans l'une des deux expériences, ou d'une différence réelle d'atomisation, éventuellement due aux modifica-

tions importantes du dispositif expérimental entre 2001 et 2004. Pour éviter tout problème, on effectuera uniquement dans la suite de ce manuscrit des comparaisons entre expériences de la nouvelle génération.

## 6.4 Etude de l'influence du niveau liquide

### 6.4.1 Les influences possibles du niveau liquide

Les études en eau-air (§3.2.2) montrent que le débit liquide influe sur l'atomisation, la fraction entraînée augmentant approximativement linéairement avec ce niveau. Même si, à notre connaissance, l'origine de ce phénomène n'est pas discutée, ceci nous semble traduire l'influence du niveau liquide (qui augmente avec le débit) sur l'atomisation. Cette influence peut avoir plusieurs origines :

- Le niveau peut influencer sur le processus d'atomisation primaire lui-même. Un niveau trop faible par rapport à la hauteur typique des vagues qui donnent naissance aux ligaments va inhiber leur formation.
- En géométrie de conduite circulaire (de rayon  $R$ ), le niveau fixe la largeur de l'interface dans la direction perpendiculaire à l'axe de l'écoulement. Le nombre total de gouttes arrachées (par unité de longueur de tube) doit dépendre de cette largeur atomisable,  $L_{atom}$ .<sup>4</sup>

L'effet observé sur la densité interfaciale en un point donné de la conduite fait intervenir deux phénomènes:

- La redistribution de ces gouttes dans le volume de la conduite, qui dépend de leur interaction avec les parois. Si toutes les gouttes retombent finalement sur la surface libre (les parois ne sont pas des puits), on a le cas envisagé dans l'équation 3.7. La concentration à une distance donnée de l'interface est proportionnelle à celle au niveau de l'interface, qui est fixée par l'équilibre entre le flux arraché et le flux déposé. Dans ce cas, on s'attend à ce que la concentration en tout point soit essentiellement indépendante de la largeur de l'interface. A l'opposé, si une partie des gouttes arrachées disparaît aux parois (en formant un film qui ruisselle), la concentration va dépendre de la largeur atomisable. Dans la limite où

---

4.  $L_{atom} = \sqrt{2 \cdot [R^2 - (R - h_L)^2]}$  pour une interface plane.

l'essentiel des gouttes retomberait sur les parois plutôt que sur l'interface, cette concentration serait proportionnelle au terme source, donc à la largeur atomisable (en l'absence d'effet de profondeur de liquide).

- La stratification du brouillard : A altitude fixe, toutes choses égales par ailleurs, la stratification implique que la densité interfaciale augmente lorsque le niveau monte et que l'interface se rapproche du point de mesure. Cet effet est directement chiffrable à partir des profils verticaux de densité interfaciale.

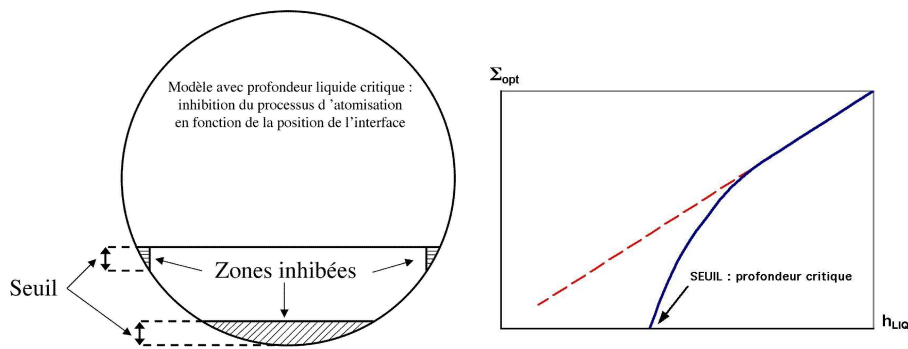


FIG. 6.9 – Modèle avec seuil d'inhibition pour l'atomisation. (a) Evolution de la portion de liquide située en-dessous d'une profondeur-seuil en fonction de l'altitude de l'interface. (b) : Allure de l'évolution attendue pour la densité de gouttes, en fonction de la hauteur de liquide.

Nous ne connaissons pas de prédiction quantitative sur l'influence de la hauteur de liquide dans le processus d'atomisation primaire. S'il existe une profondeur seuil comparable aux hauteurs en jeu dans nos études, la forme circulaire de la conduite va influencer sur la dépendance du nombre de gouttes en fonction de la largeur atomisable. Une fois la profondeur seuil franchie sur le plan médian de la conduite, la portion d'interface située au-dessus du seuil devrait rejoindre rapidement la largeur totale de l'interface, et le nombre de gouttes créées devenir proportionnel à  $L_{atom}$  (figure 6.9).

Nos mesures à niveau variable avaient pour but de confronter ces idées théoriques à l'expérience. Pour s'affranchir de tout effet de la hauteur de liquide, les expériences à vitesse et densité vapeur variable ont par ailleurs été réalisées à niveau liquide constant.

#### 6.4.2 Domaine d'exploration et programme expérimental

Expérimentalement, on accède à  $L_{atom}$  par le biais de la fraction mouillée  $M_{CB}$  du quadrant capacitif inférieur n°3. La fraction mouillée mesurée, traduite en secteur angulaire, nous permet de remonter à la hauteur liquide et à la largeur de l'interface. La dépendance de  $L_{atom}$  en fonction

de  $h_L$ , ainsi que les domaines expérimentaux effectivement explorés lors du run III, sont illustrés sur la figure 6.10.

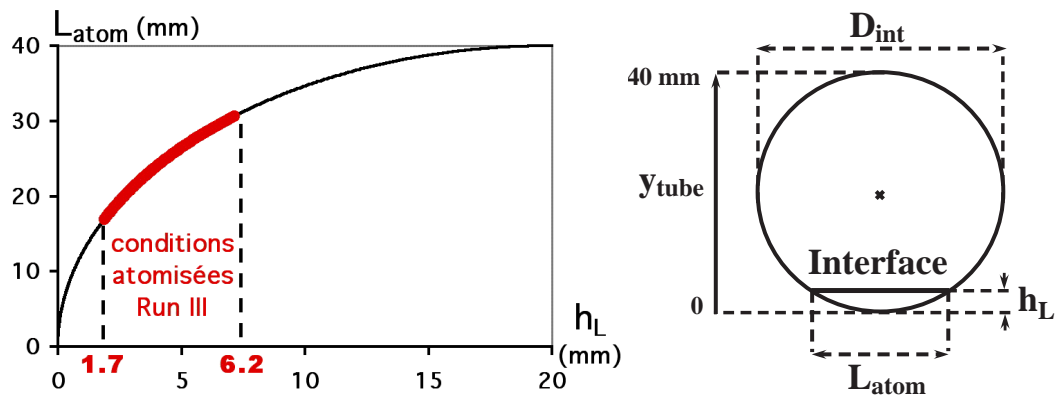


FIG. 6.10 – Hauteur liquide et largeur de l'interface. Le schéma de droite rappelle les principales caractéristiques géométriques liées à l'interface dans nos écoulements en tube de diamètre intérieur 40 mm. Le graphe de gauche illustre la variation de la largeur d'interface de la hauteur liquide. La zone surlignée en gras correspond aux points expérimentaux atomisés explorés lors du Run III. Pour les points de vitesse vapeur très faible et pour les niveaux liquides les plus élevés, le liquide remplissait presque la moitié du tube, mais pour ces points le régime d'atomisation n'est pas atteint.

Les expériences destinées à déterminer l'influence du niveau liquide sur les différentes caractéristiques de l'écoulement ont été effectuées à une température fixée de 1.85 K et pour une vitesse superficielle vapeur de l'ordre de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ , ce qui correspond dans ces conditions à une puissance de création de titre fixe de 150 W. Le contrôle de la vitesse vapeur sur l'axe de la conduite a été effectué en temps réel via le PDPA, avec une valeur-cible de  $11.8 \text{ m.s}^{-1}$ , obtenue dans la quasi-totalité des points avec une précision de  $0.2 \text{ m.s}^{-1}$ .

Le niveau liquide est piloté via le débit liquide total injecté, mesuré en temps réel au débitmètre Coriolis. On a fait varier ce dernier entre 7 et  $18 \text{ g.s}^{-1}$ , ce qui correspond à une variation de la hauteur liquide de 2 à 6 mm. Ces conditions sont schématisées sur la figure 6.11.

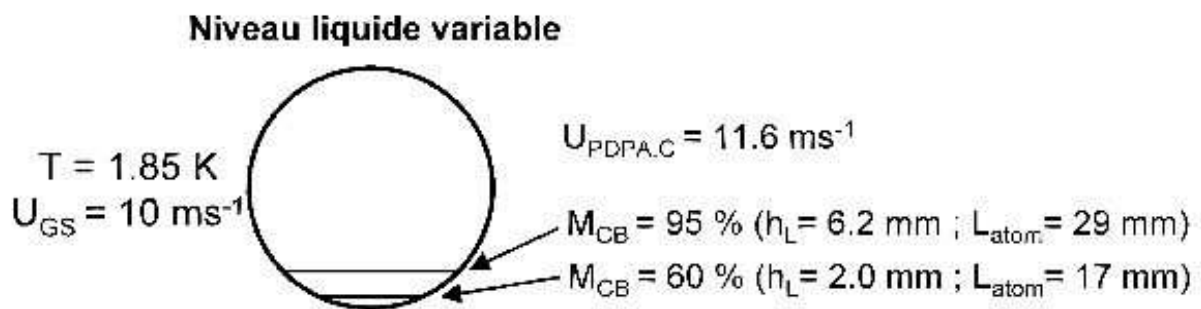


FIG. 6.11 – Configurations d'écoulement des expériences destinées à déterminer l'influence du niveau liquide. Les 7 points expérimentaux réalisés se déclinent entre les niveaux liquides minimum et maximum représentés.

date (mm.dd)	point (code)	$W_1$ (W)	$U_{GS}$ (m.s <sup>-1</sup> )	$U_{PDPA,C}$ (m.s <sup>-1</sup> )	$T$ (K)	$\dot{m}$ (g.s <sup>-1</sup> )	$M_{CB}$ (%)	$h_{LIQ}$ (mm)	$L_{atom}$ (mm)
12.09	N07	150	10.34	12.1	1.85	7.0	60	2	17.7
12.09	N09	150	10.15	11.7	1.85	9.0	80	3.5	22.5
12.06	N10	140	9.65	11.0	1.85	10.0	85	4	24
12.06	N12	150	10.34	12.0	1.85	12.0	89	4.6	25.6
12.02	N14	150	10.24	11.6	1.85	14.0	91	5	26.5
12.03	N16	150	10.25	11.6	1.85	16.0	93	5.4	27.4
12.03	N18	150	10.34	11.6	1.85	18.0	95	5.8	28.2

TAB. 6.1 – Caractéristiques des sept points expérimentaux spécifiquement dédiés à l'étude de l'influence du niveau liquide sur les propriétés des écoulements.

Au total, sept points expérimentaux ont été expressément dédiés à l'étude de l'influence du niveau liquide. Le tableau 6.1 récapitule leurs principales caractéristiques thermohydrauliques.

On notera que le point à 10 g.s<sup>-1</sup> a un défaut de puissance de création de titre de 10 W par rapport aux autres, ce qui a pour effet une diminution de la vitesse vapeur de 0.8 m.s<sup>-1</sup> environ par rapport à la valeur-cible. Il conviendra donc de prendre des précautions dans la mise en parallèle de ce point avec les autres de la série.

Ces points seront par ailleurs comparés à des points expérimentaux de caractéristiques thermohydrauliques proches, c'est-à-dire ceux des conditions "b" du §6.6 ( $U_{GS} = 10$  m.s<sup>-1</sup> et  $M_{CB} = 82$  %) à 1.8 et 1.9 K.

### 6.4.3 Etude optique du brouillard

#### Stratification du brouillard

La figure 6.12 regroupe les images moyennes (en échelle logarithmique de niveaux de gris) des sept points explorés. Toutes ces images sont directement comparables entre elles, car elles ont été prises dans les mêmes conditions d'exposition.



On voit d'emblée sur cette série de clichés que la densité du brouillard dépend fortement du niveau liquide. Nos expériences démontrent ainsi un effet qui avait été soupçonné dans la thèse d'E Di Muoio, mais qui n'avait pu être prouvé, du fait d'une trop faible gamme de débits disponibles.

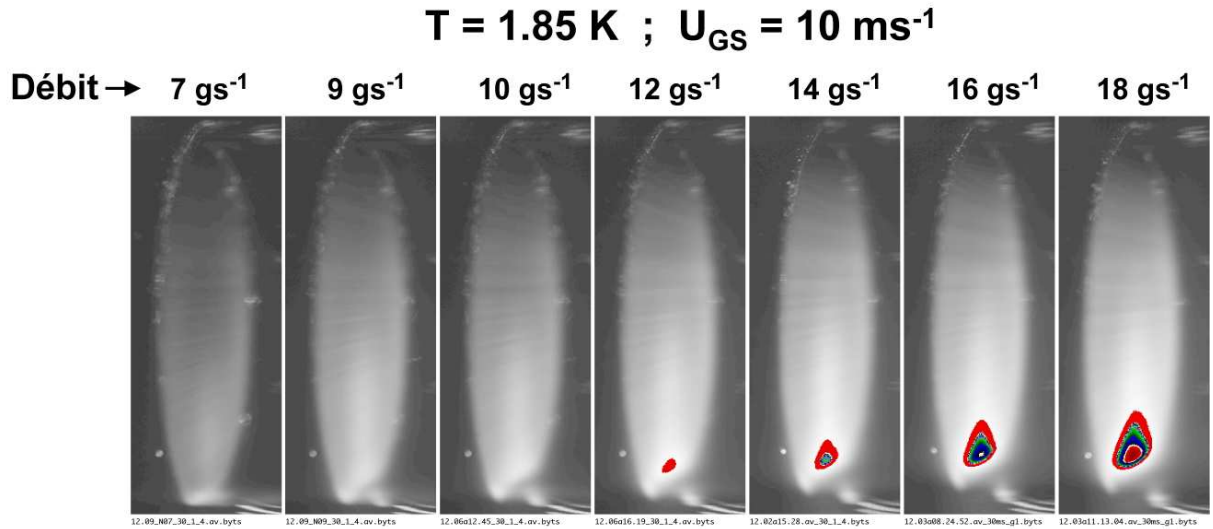


FIG. 6.12 – Niveau liquide variable : images moyennes de coupe (tranche laser). La configuration du dispositif optique est commune à toutes les images (pose 30 ms ; gain 1 ; ouverture 4). L'interface est identifiable en bas du tube. Les quatre images de droite montrent des zones d'intensité lumineuse particulièrement élevée se développant au-dessus de l'interface.

#### *Profil vertical du brouillard et dépendance en niveau de l'atomisation*

Les profils verticaux d'intensité lumineuse issus de l'analyse d'images moyennes de la nappe laser et du laser vertical sont présentés sur les graphes de la figure 6.13. L'intensité lumineuse recueillie est convertie en densité d'interface  $\Sigma_{opt}$  (axe de droite). L'axe de gauche convertit cette échelle en libre parcours moyen à l'altitude concernée. Le signal diffusé augmente avec le niveau liquide à toute altitude, aussi bien pour la nappe que pour le laser vertical. Sur les deux graphes, le maximum du signal permet d'identifier la position approximative de l'interface, comme expliqué au § 6.2.2.

L'augmentation de l'intensité diffusée avec la largeur atomisable, déjà évidente sur la base des clichés de la figure 6.12, est d'un facteur 10 environ entre les deux points extrêmes, pour une augmentation de moins d'un facteur 2 de la largeur atomisable.

Ces courbes nous apportent une première information importante : la stratification du profil ne dépend pas du niveau liquide<sup>5</sup>. Dans la partie centrale de la région du tube concernée par

5. Si on excepte le comportement très près de l'interface. En effet, pour les plus bas débits, on observe un

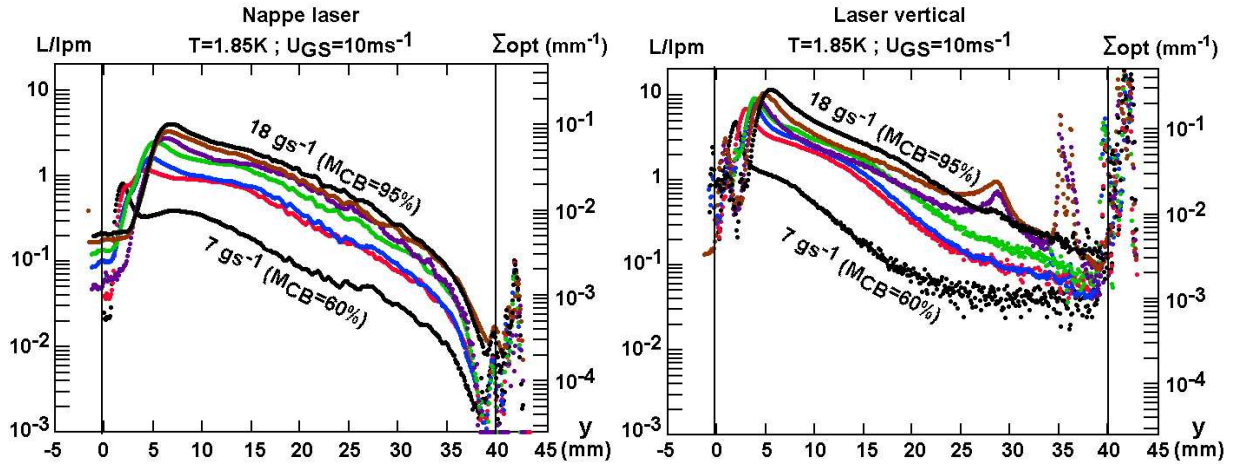


FIG. 6.13 – Profils d'intensité lumineuse diffusée, convertie en densité d'interface, et en rapport  $L/\ell_{pm}$ , où  $\ell_{pm}$  est le libre parcours moyen à chaque altitude, et  $L$  le diamètre de la conduite : on identifie de bas en haut les profils correspondant aux points de débits croissants : 7, 9, 10, 12, 14, 16 et 18  $\text{g.s}^{-1}$ . Pour le laser vertical, il n'y a pas d'images à 14 et 16  $\text{g.s}^{-1}$ .

la phase vapeur, (altitudes comprises entre 15 et 32 mm), la décroissance du signal en fonction de l'altitude est, pour les deux sources de lumière et pour l'ensemble des points, correctement décrite par une loi en  $\exp(-y/h_{st})$ , avec une hauteur de stratification  $h_{st}$  de 8 mm environ. Le fait que cette hauteur ne dépende pratiquement pas du degré d'atomisation prouve que la stratification du brouillard n'est pas liée à une évaporation en partie haute du tube, causée par l'éventuel gradient thermique évoqué dans le chapitre 5.3.3. En effet, si c'était le cas, une hausse du niveau liquide impliquerait une augmentation du refroidissement dans les régions hautes du tube, ce qui entraînerait une diminution de la stratification.

La seconde information concerne l'influence du niveau sur la densité du brouillard. A priori, compte tenu de la stratification du brouillard, l'augmentation du signal diffusé, à une altitude donnée, pourrait ne résulter que du déplacement de l'interface liquide par rapport au point de mesure. Cependant, un examen détaillé de la figure 6.13 montre que l'interface se déplace de moins de 5 mm, ce qui est insuffisant pour expliquer l'augmentation observée d'intensité.

La figure 6.14 quantifie cette observation : La figure 6.14a montre comment le signal diffusé augmente avec le niveau liquide pour trois altitudes particulières (centre du tube et centres de la surface active des deux drapeaux thermiques), tandis que la figure 6.14b isole l'effet de la largeur atomisable : l'intensité lumineuse  $y$  est mesurée à distance fixe de l'interface, en se décalant pour chaque point d'une distance correspondant à la translation de l'interface par rapport à la situation du point "N07". Cette figure démontre l'influence de la largeur atomisable, même si, à niveau

---

minimum local de densité interfaciale au dessus de l'interface.

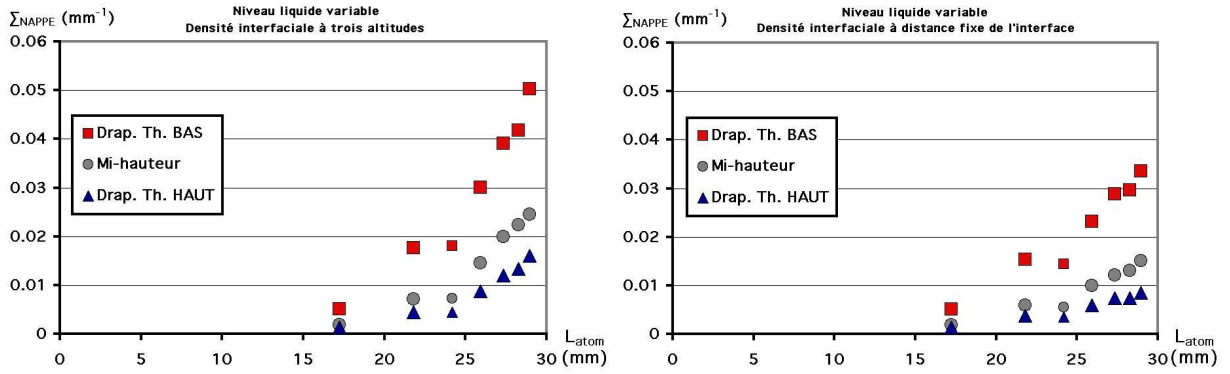


FIG. 6.14 – Densité interfaciale obtenue à partir des clichés de nappe laser, aux altitudes des deux drapeaux thermiques et à mi-tube en fonction de  $L_{atom}$ . A gauche, les données brutes issues directement des profils présentés sur le graphe 6.13 correspondant à la nappe laser. A droite, les valeurs relevées à partir des mêmes profils à des distances fixes de l'interface, correspondant aux distances entre l'interface et les différents capteurs, pour le point de plus faible débit ( $\dot{m} = 7 \text{ g.s}^{-1}$ ). Les symboles indiquent à quels capteurs correspondent ces distances pour le point de référence N7, mais, pour les autres points, l'altitude de mesure est supérieure, et augmente avec la hauteur de l'interface.

élevé, le décalage de l'interface contribue de façon significative à l'augmentation globale du signal visible sur la figure 6.14a.

Si l'on met à part le point "N10" présentant un défaut de vitesse vapeur, l'effet "net" reporté sur la figure 6.14b a une allure linéaire en  $L_{atom}$ , avec un seuil situé vers 15 mm ( $M_{CB} \approx 60\%$ , ce qui correspond à une hauteur liquide de 1.5 mm environ à partir du point le plus bas du tube. Ce comportement est étrange. Comme nous l'avons discuté au §6.4.1 un comportement purement linéaire de la densité interfaciale pourrait être expliqué par l'hypothèse d'un nombre total de gouttes créées proportionnel à la largeur de l'interface, et une surface de dépôt approximativement constante. Par contre, un comportement linéaire au dessus d'un seuil ne correspond pas à la forme qu'on pourrait attendre d'après la figure 6.9, dans le cas où le processus d'atomisation lui-même serait sensible au niveau.

Une représentation différente de l'effet du niveau est donnée dans la figure 6.15 la densité interfaciale au niveau de l'interface, qui montre la dépendance en niveau du maximum d'intensité mesuré sur les images moyennes de nappe laser<sup>6</sup>. La densité interfaciale au ras de l'interface, comme celle à distance fixe de l'interface, augmente donc avec le niveau. Ce comportement similaire découle automatiquement de ce que les profils observés correspondent à une hauteur de stratification indépendante du niveau. En l'absence d'effet intrinsèque de profondeur, on s'attendrait à une densité interfaciale linéaire en largeur atomisable à faible niveau (lorsque

6. Cette caractérisation présente une certaine ambiguïté (mesure t-on le brouillard ou l'interface elle-même?), mais, sauf pour le point N07, la dépendance en altitude du signal est assez plate pour que cette ambiguïté soit sans conséquence.

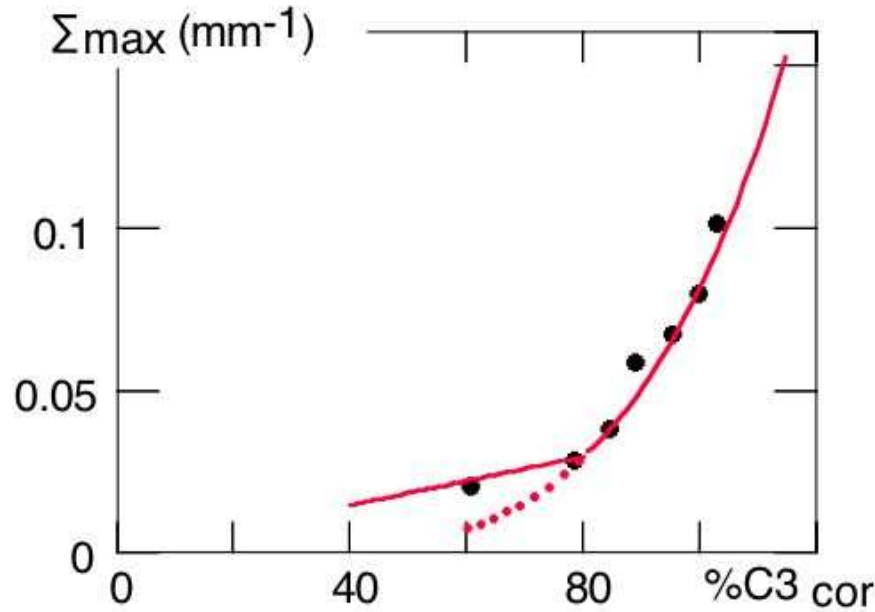


FIG. 6.15 – Densité interfaciale (nappe laser) au niveau de l'interface en fonction du niveau, mesuré par la capacité  $C3$ , corrigée pour la rotation de la conduite. La dépendance observée prouve que le processus même d'atomisation est sensible au niveau. La courbe en traits pleins est un ajustement empirique par  $C3^{4.5}$  au-dessus de  $C3=80\%$ , et un comportement linéaire en dessous.

la longueur atomisable est faible devant la hauteur de stratification, et que les parois sont le terme puits dominant), tendant vers une constante à niveau élevé (lorsque la longueur atomisable est supérieure à la hauteur de stratification, et que l'interface est le terme puits dominant). La dépendance observée a au contraire une courbure positive (figure 6.15). Nous pensons qu'elle montre un effet intrinsèque du niveau, qui s'avère important dans la gamme  $C3$  entre 80 et 100%. Empiriquement, on peut rendre compte de nos mesures par un comportement  $C3^{4.5}$  au-dessus de  $C3=80\%$  (points N9 à N18), et un comportement linéaire en dessous. Cette absence de seuil marqué est compatible avec l'observation d'une atomisation notable entre 240 et 260 W pour des niveaux correspondant à des valeurs de  $M_{CB}$  entre 60% et 50% et une vitesse de l'ordre de  $20 \text{ m.s}^{-1}$ , lors de la montée en puissance du 8/12/2004.

Quelle que soit l'origine de cet effet, l'information essentielle pour notre étude est que le niveau liquide affecte la densité de gouttes, à vitesse et température données, que ce soit à distance fixe de l'interface, ou à altitude fixe. La réponse des différents capteurs devrait ainsi être sensible à ce niveau. C'est bien ce que nous verrons plus loin.

### Profil transverse du brouillard

Avant de discuter le signal de ces capteurs, il convient d'abord de préciser la structure transverse du brouillard. En effet, les différents capteurs sont situés à des positions différentes par rapport à l'axe de la conduite. Les capteurs suspendus sont proches du plan médian, tandis que les capacités sont en paroi. L'utilisation de la nappe laser offre l'avantage de permettre de visualiser cette structure.

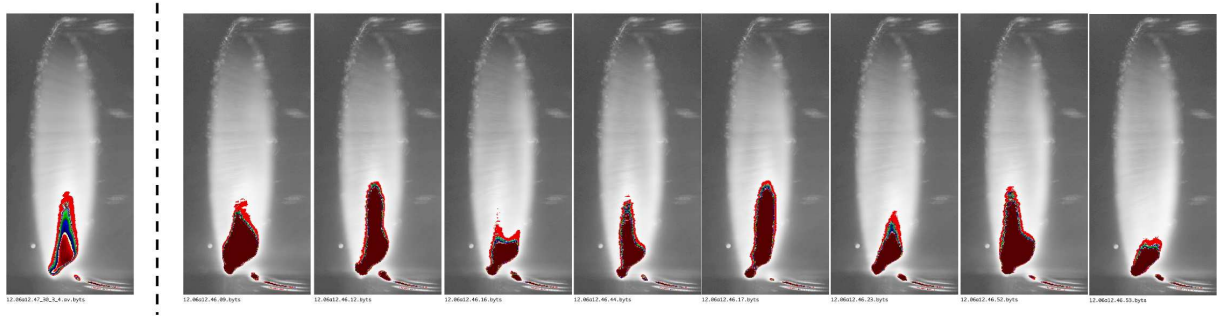


FIG. 6.16 – Série de clichés instantanés mis en jeu dans l'image moyenne présentée à gauche pour le point "N10" ( $10 \text{ g.s}^{-1}$ ,  $1.85 \text{ K}$ ,  $10 \text{ m.s}^{-1}$ ). Le gain est poussé à 3 dans cette série pour mieux mettre en évidence la structure du brouillard, ce qui conduit à la saturation du capteur CCD pour certaines zones très lumineuses. Les analyses quantitatives des profils ont été effectuées sur des clichés à exposition plus réduite (typiquement, gain 1 à 30 ms de pose pour une ouverture de 4), non saturés.

L'étude de clichés "instantanés" (réalisés avec un temps de pose de 10 ou 30 ms) montre une dynamique rapide de la structure du brouillard. Quelques images pour le point N10 sont présentées sur la figure 6.16. On observe une "langue" de brouillard au-dessus de l'interface, plutôt centrée par rapport à l'axe de la conduite, mais pouvant osciller de part et d'autre. Cette structure s'étend verticalement jusqu'à environ mi-hauteur. Dans cette région, l'intensité diffusée est environ deux fois plus élevée sur l'axe qu'au voisinage des parois. A l'opposé, dans la partie supérieure de la conduite, l'intensité diffusée est plus homogène, ou présente parfois (pour les débits les plus faibles) un maximum près des parois. Ce maximum semble être associé à une remontée du brouillard le long des parois.

La structure moyenne du brouillard reflète cette structure instantanée, comme le montre l'image moyenne de la figure 6.17 pour le niveau N10. La même figure montre également les coupes horizontales des images moyennes pour les différents niveaux du liquide, qui révèlent la région de forte d'intensité sur l'axe de la conduite en partie basse, et la remontée de l'intensité sur les bords en partie haute, pour les débits les plus faibles.

L'examen de ces courbes montre que, dans la région centrale (capteurs capacitifs pariétaux 12, 45, 34, et capteurs suspendus), la différence entre l'axe de la conduite et les parois n'excède



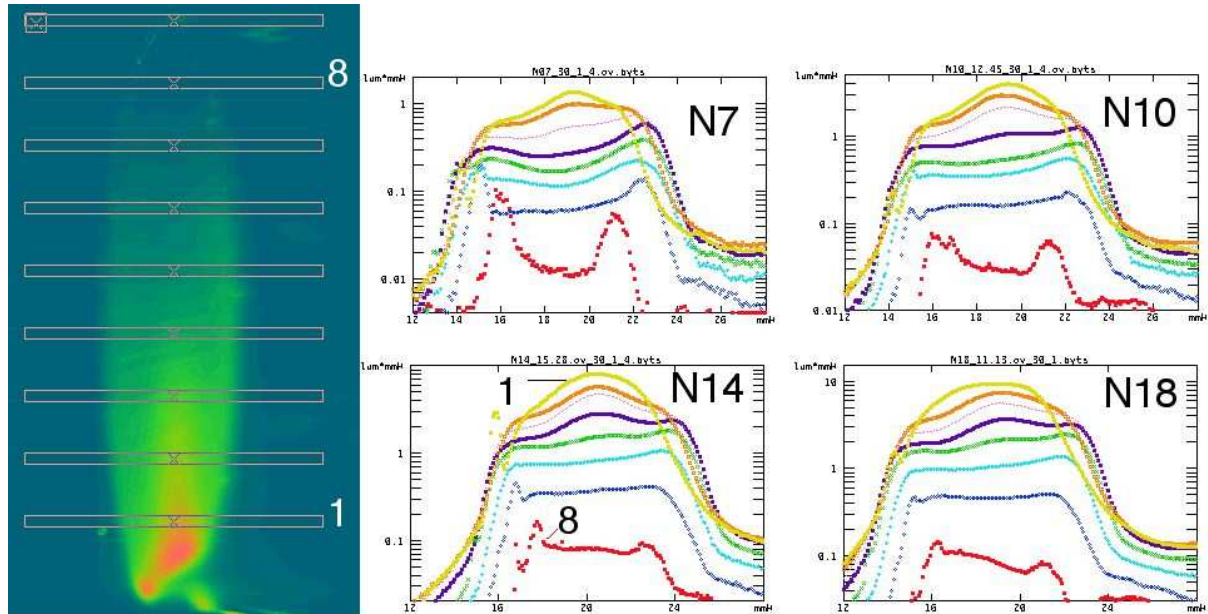


FIG. 6.17 – Profils horizontaux de densité d’interface à différentes altitudes pour les points N07, N10, N14, N18. Les 8 boîtes d’étude utilisées sont repérées sur l’image moyenne de gauche. En bas de la conduite, la densité est maximale sur le plan médian. Au contraire, dans la partie supérieure, elle est plus faible que près des parois, surtout aux faibles débits.

pas 20%, excepté pour le débit le plus faible. A cette échelle, on peut donc espérer directement comparer l’effet du brouillard sur les capteurs pariétaux et suspendus.

#### 6.4.4 Liquide déposé en paroi

Les analyses optiques nous indiquent, entre autres, que plus le niveau liquide est élevé, plus le brouillard est dense à altitude donnée. Les mesures capacitives de mouillage permettent de voir comment cela se répercute sur l’épaisseur de liquide déposé sur les parois du tube.

Les graphes de la figure 6.18 présentent les mesures de mouillage réalisées avec les différents capteurs capacitifs, indiqués sur les schémas associés, en fonction de la largeur atomisable.

La tendance générale qui se dégage de ces mesures est l’augmentation du signal mesuré avec la largeur atomisable, pour tous les capteurs, aussi bien en paroi qu’au sein de l’écoulement.

En ce qui concerne les capacités quadrants (graphes a et b), le quadrant sommital 1 (graphe b) voit un signal qui montre la formation de film en haut du tube dans tous les cas, à l’exception du point de niveau liquide le plus bas. Cependant, l’épaisseur de ce film est très faible<sup>7</sup> (au

7. C’est en accord avec les données de la figure 6.2 pour un débit de  $14 \text{ g.s}^{-1}$  et une puissance appliquée similaire

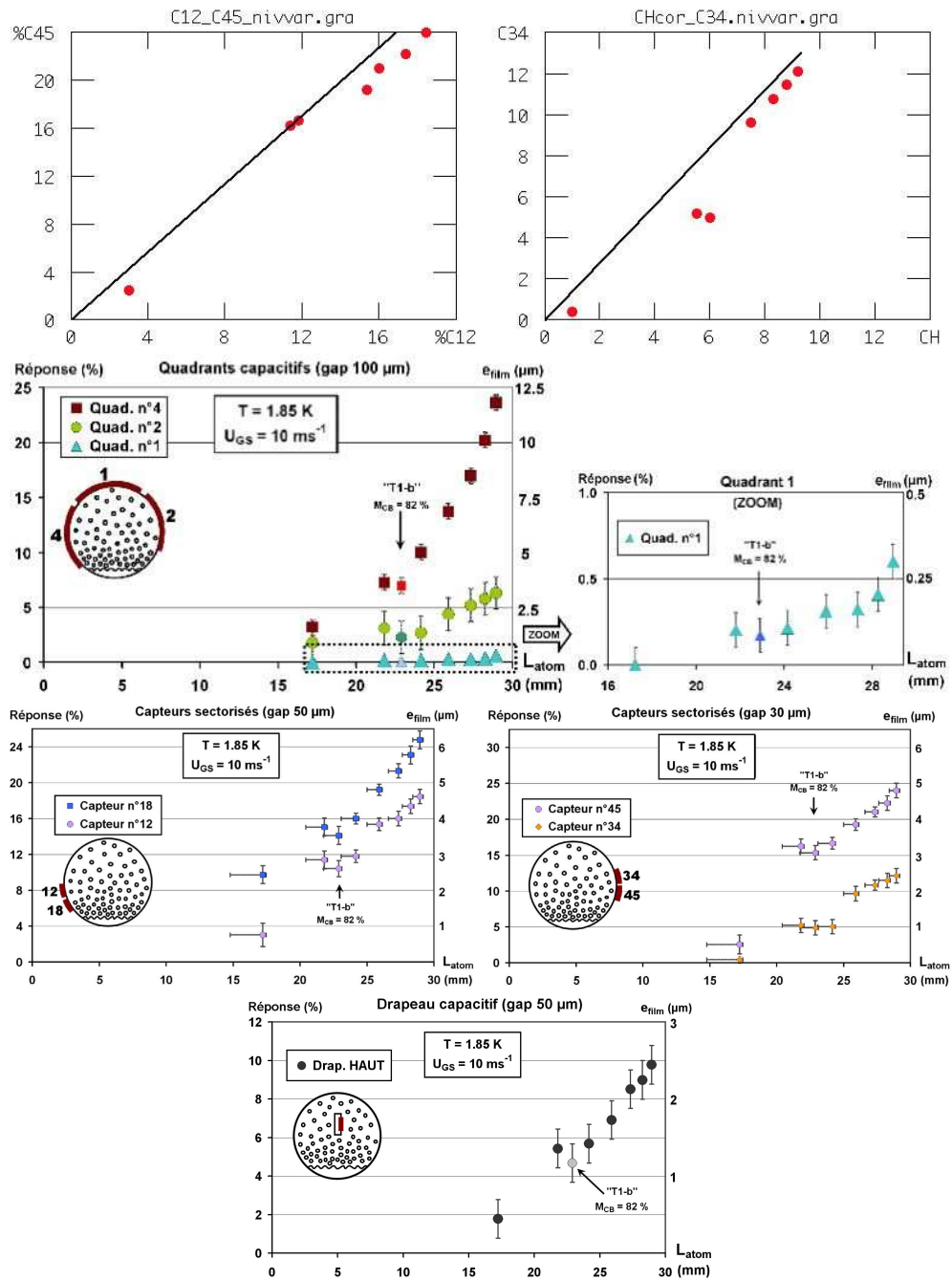


FIG. 6.18 – Réponse des capteurs capacitifs en fonction de la largeur atomisable. Les mesures sont regroupées par type de capteur et par largeur de gap entre électrodes. Sur l'axe de gauche, la réponse du capteur est exprimée en pourcentage de sa sensibilité totale. Ce signal est traduit sur l'axe de droite en épaisseur de film ( $\mu\text{m}$ ), dans l'hypothèse de la couverture uniforme par le liquide de l'ensemble de la surface du capteur, et suivant les conversions expliquées au § 5.5.4.

maximum, un quart de micron pour le point à  $18 \text{ g.s}^{-1}$ ). Les deux capteurs latéraux (2 et 4) voient un signal nettement plus élevé, mais avec des épaisseurs moyennes très différentes (moins de  $3 \mu\text{m}$  pour le 2 et jusqu'à  $12 \mu\text{m}$  pour le 4). Une partie de cette différence vient du liquide

(140 et 160 W).



qui mouille le bas de la capacité 4, lorsque la valeur lue par le quadrant 3 excède 90% (figure 5.51). On peut ainsi expliquer une différence de 8% pour le point N18, soit la moitié de la différence totale. Le reste de la différence peut avoir deux explications (non contradictoires), déjà évoquées lors de l'analyse de la montée en puissance du 8/12/2004. D'une part, il peut provenir d'une forte stratification du film, qui serait plus nettement plus épais sur la partie basse de 4. D'autre part, comme le capteur 4 est proche de l'interface, des vagues peuvent le mouiller temporairement. Comme le signal capacitif intègre la position liquide sur quelques secondes, et que les capteurs 3 et 4 écrêtent respectivement le signal vers le haut et vers le bas, on aura une contribution moyenne des vagues positive sur 4 et négative sur 3, qui peut aussi rendre compte de nos observations. Quoi qu'il en soit, on voit ici la difficulté d'interpréter le signal de capteurs trop étendus en hauteur. Les capteurs étroits vont nous permettre une analyse plus fine.

Les graphes 6.18(c) et (d) comparent respectivement les signaux bruts des capteurs pariétaux 12 et 45, d'une part, et du capteur pariétal 34 et du capteur capacitif haut, d'autre part. Chaque paire de capteurs est en effet à la même hauteur, et on s'attend à avoir un film d'épaisseur comparable dans chaque cas. Cependant, les gaps de ces capteurs, et donc leurs sensibilités, en régime de film mince, sont différents ( $30\text{ }\mu\text{m}$  pour 45 et 34,  $50\text{ }\mu\text{m}$  pour 12 et le drapeau haut). Les droites portées sur les figures correspondent au facteur 1.4 attendu sur la sensibilité. L'accord satisfaisant entre 12 et 45 nous indique que l'épaisseur du film est similaire, à cette altitude, sur les deux parois. Alternativement, si on suppose cette symétrie naturelle, on peut conclure que le signal capacitif ne vient pas de gouttes de grosse taille (comparable au gap) dispersées sur les capteurs, comme des gouttes de pluie sur un pare-brise. En effet, si c'était le cas, les réponses absolues des capteurs devraient être les mêmes.

De même, l'accord entre le capteur pariétal 34 et le capteur suspendu montre que les épaisseurs mesurées par ces capteurs sont semblables, malgré leur position différente dans l'écoulement. Il faut cependant rappeler que la sensibilité du capteur 34 pourrait être sous-évaluée de 30%. Dans ce cas, l'épaisseur sur ce capteur pourrait être plus élevée, ce qui pourrait indiquer une éventuelle alimentation par ruissellement à partir des parties supérieures de la conduite.

L'épaisseur de film pour les différents capteurs, calculée avec les sensibilités données au § 5.5.4, est reportée dans les graphes 6.18(e), (f) et (g). Comme discuté ci-dessus, elle est similaire pour des capteurs situés à même altitude. Le caractère local des capteurs permet en outre de mettre en évidence la décroissance de cette épaisseur avec l'altitude. Sur la gamme de niveaux explorés, le capteur 18 varie de 2 à  $6\text{ }\mu\text{m}$ , 12 de 1 à  $4.5\text{ }\mu\text{m}$ , 34 d'une fraction de micron à  $2.5\text{ }\mu\text{m}$ . Le gradient vertical correspondant est de quelques  $\mu\text{m}$  par centimètre, pour le plus haut niveau (N18).

En résumé, les mesures issues des capteurs capacitifs montrent l'existence d'un film, dont l'épaisseur croît avec le niveau liquide, et décroît avec l'altitude d'observation. Qualitativement, cette évolution est similaire à celle de la densité du brouillard, confirmant le rôle de ce dernier dans la formation du film. Quantitativement, la relation entre l'épaisseur du film et la densité interfaciale au niveau des capteurs n'est pas univoque, comme le montre la figure 6.19. La différence entre le capteur suspendu et le capteur pariétal 34 pourrait venir du ruissellement en paroi, mais il existe également des disparités entre capteurs pariétaux. A priori, ces dernières peuvent provenir d'une stratification de la vitesse d'impact, ou du diamètre moyen des gouttes, quantités qui interviennent dans le flux incident sur les capteurs, à densité interfaciale donnée. En anticipant, les résultats du PDPA montrent que le diamètre moyen des gouttes diminue avec l'altitude (§6.7.4). A densité interfaciale donnée, le flux serait donc plus élevé en bas de la conduite, ce qui expliquerait l'épaisseur de film supérieure pour le capteur correspondant (18).

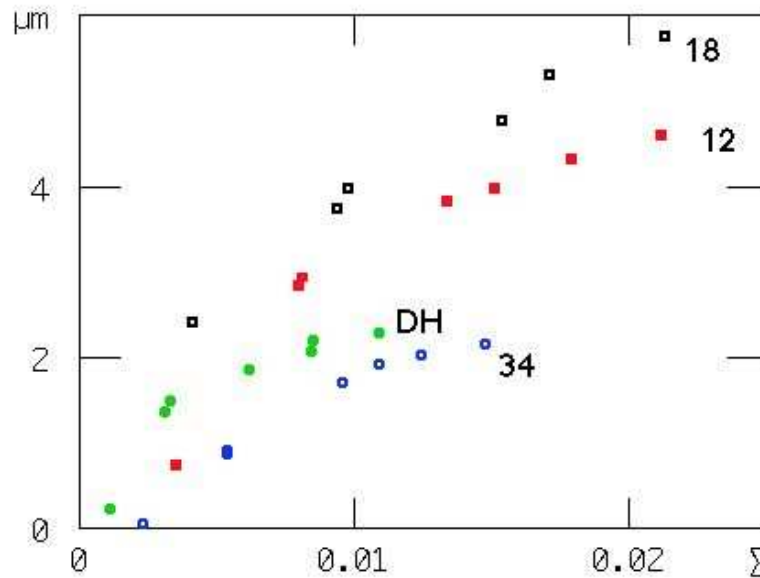


FIG. 6.19 – Mouillage en fonction de la densité interfaciale (en  $\text{mm}^{-1}$ ), pour les points à niveau variable. L'épaisseur de film (en  $\mu m$ ) est portée en fonction de la densité interfaciale en regard (en  $\text{mm}^{-1}$ ) pour 3 capteurs pariétaux (18,12,34) d'altitudes croissantes, et pour le drapeau capacitif (DH) à l'altitude approximative de 34. L'épaisseur de film augmente avec la densité interfaciale du brouillard, mais la relation n'est pas univoque.

#### 6.4.5 Echange thermique global

La figure 6.20a montre, en fonction de la puissance injectée dans l'enceinte pressurisée de la BARK, la différence de température  $\Delta T_{MOY}$  entre cette enceinte et l'hélium saturé de la ligne. Ces caractéristiques thermiques ont une allure non linéaire, qui correspond à une diminution de

la fraction mouillée effective avec la puissance.

La figure 6.20b reporte cette fraction mouillée effective, déterminée pour  $W_{KAP} = 1$  W, en fonction de la largeur atomisable mesurée pour chaque point. La fraction du périmètre mouillée par le corps de l'écoulement liquide, elle mesurée grâce aux quadrants capacitifs et exprimée en %, est indiquée par les carrés.

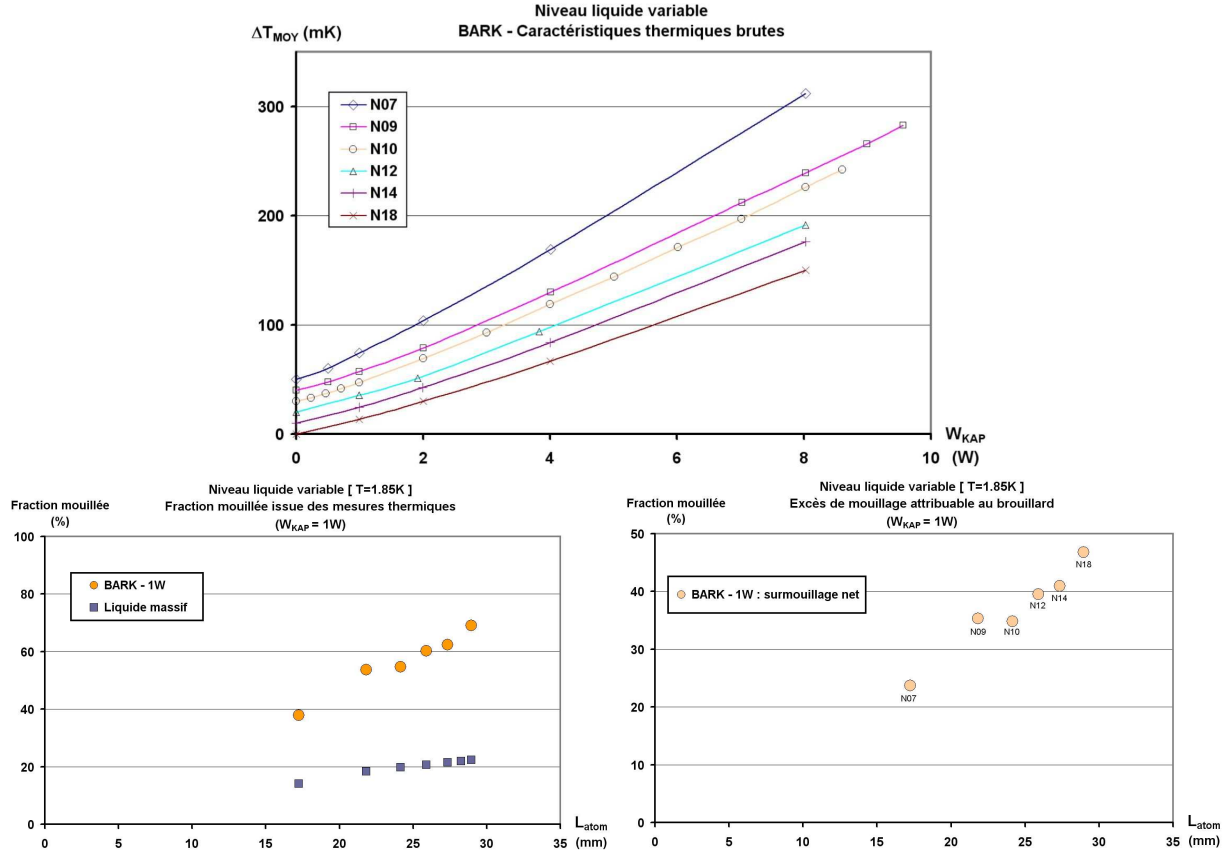


FIG. 6.20 – (a) Caractéristiques thermiques brutes des différents points. Le point N16 ( $\dot{m} = 16 \text{ g.s}^{-1}$ ) n'est pas représenté. Pour faciliter la lecture, les courbes sont décalées par rapport à l'origine, suivant l'axe des ordonnées, de  $n \times 10$  mK avec  $n=0$  pour N18 jusqu'à  $n=5$  pour N07.

(b) Variation, en fonction de la largeur d'interface (ou "largeur atomisable",  $L_{atom}$ ), de la fraction mouillée calculée sur la base des mesures thermiques effectuées avec la BARK pour  $W_{KAP}=1$  W. Cette fraction est supérieure à celle déduite des mesures capacitives.

(c) Différence de ces deux fractions, qui mesure le pouvoir mouillant "net" du brouillard.

Une variation du niveau liquide implique une variation de la surface couverte par le corps de l'écoulement liquide. Il est donc nécessaire, afin d'identifier le rôle propre de l'atomisation dans l'échange thermique global, de s'affranchir de cette contribution. Pour cela, nous portons dans le graphe de droite le "surmouillage net", obtenu par différence entre les deux quantités présentées sur le graphe de gauche. L'effet résultant est significatif, puisqu'il s'agit d'une hausse du pouvoir réfrigérant du même ordre que la variation de la largeur atomisable (soit un facteur 2 entre les points extrêmes de la série).

Une extrapolation linéaire en  $L_{atom}$  du surmouillage indique qu'il disparaîtrait vers  $L_{atom} \approx 5$  mm, soit nettement plus bas que le seuil d'apparition du brouillard à mi-tube. Nous pensons qu'à bas niveau, le surmouillage mesuré provient de vagues ou d'une projection de paquets liquides depuis l'interface dans les 10 premiers mm de la conduite (correspondant à une fraction de 30% du périmètre). Cet effet ne peut cependant rendre compte des fractions mouillées supérieures à 50% observées à haut débit.

Nous attribuons cette amélioration de l'échange thermique au brouillard. En effet, nous venons de voir que ce dernier dépose un film sur les parois, qui augmente la surface mouillée. De plus, la puissance que peut évacuer ce film doit être limitée par le débit de gouttes qui l'alimente, qui lui-même dépend de l'altitude. Cette limitation rend qualitativement compte de la diminution observée de la fraction mouillée quand la puissance injectée augmente. Il est cependant difficile de la tester quantitativement, car la BARK ne mesure qu'un échange thermique global, intégré sur toute la hauteur de la conduite. Les capteurs thermiques suspendus vont nous permettre de la mettre directement en évidence.

#### 6.4.6 Echange thermique local

Les graphes de la figure 6.21 reportent les mesures réalisées avec les drapeaux thermiques. Les caractéristiques thermiques brutes de chaque point sont présentées pour chaque drapeau sur les deux graphes du haut. Comme discuté au §5.3.2, la pente initiale de la caractéristique correspond à un échange avec du liquide, ce qui est logique compte tenu du film détecté sur les capteurs capacitifs. Au delà d'une puissance critique, l'échange se détériore et la pente asymptotique observée correspond à un échange avec la vapeur turbulente. Cette puissance critique, qui correspond à l'évaporation du flux de matière incident, est reportée pour les deux capteurs en fonction de la largeur atomisable sur le graphe du bas.

Pour les deux drapeaux, la puissance critique augmente avec la largeur atomisable. Elle est également trois à quatre fois moindre sur le drapeau du haut que sur le drapeau du bas. Ces deux éléments sont cohérents avec l'évolution de la densité interfaciale en fonction de la largeur atomisable et de l'altitude.

Plus quantitativement, la figure 6.22 reporte la puissance critique mesurée sur les drapeaux thermiques en fonction de la densité interfaciale à leur niveau, mesurée sur les images de nappe dans des boîtes d'étude qui reproduisent leurs positions dans une section droite de la conduite<sup>8</sup>.

---

8. L'utilisation du laser vertical au lieu de la nappe conduirait aux mêmes conclusions

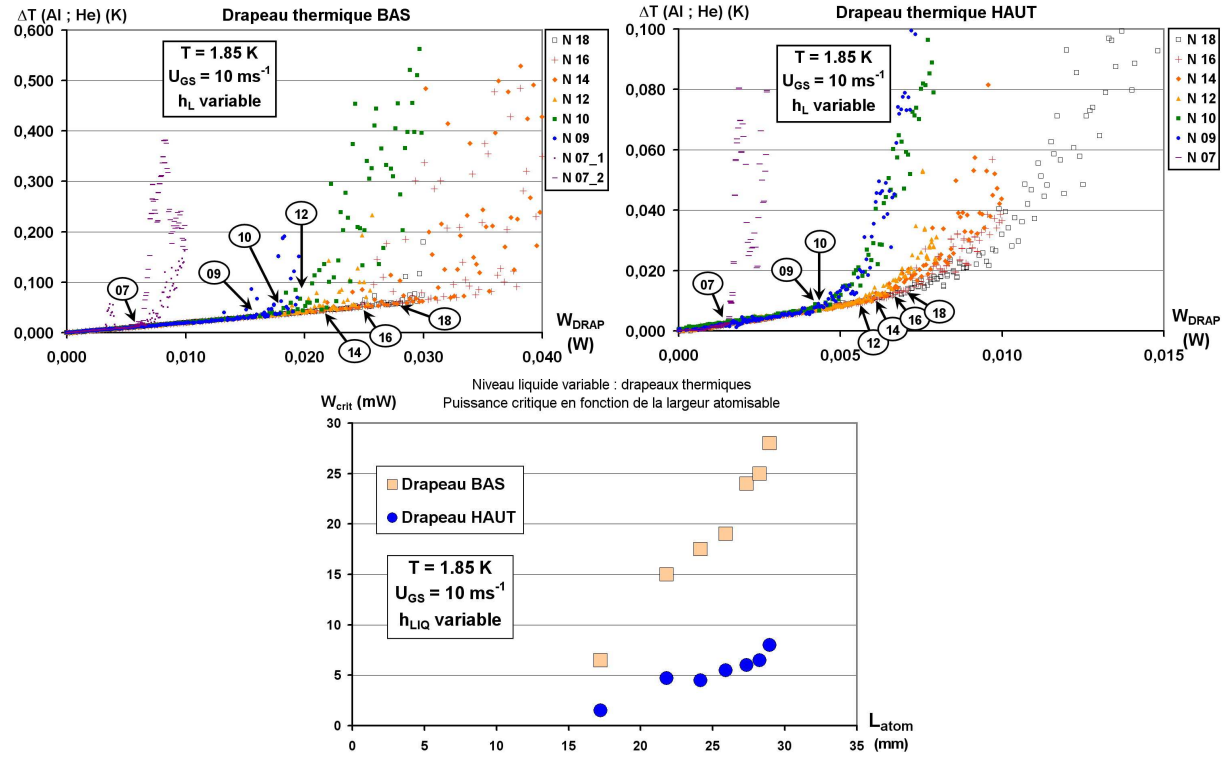


FIG. 6.21 – Drapeaux thermiques : caractéristiques thermiques des points expérimentaux de niveaux liquides variables et synthèse des mesures. Les deux graphes du haut montrent pour chaque point expérimental une caractéristique thermique brute. On indique dans chaque cas la position du décrochement depuis le comportement "tout mouillé", qui définit la puissance critique, à l'aide d'une étiquette portant le débit total correspondant (en  $\text{g.s}^{-1}$ ). Le graphe du bas synthétise ces mesures, en les reportant en fonction de la largeur atomisable.

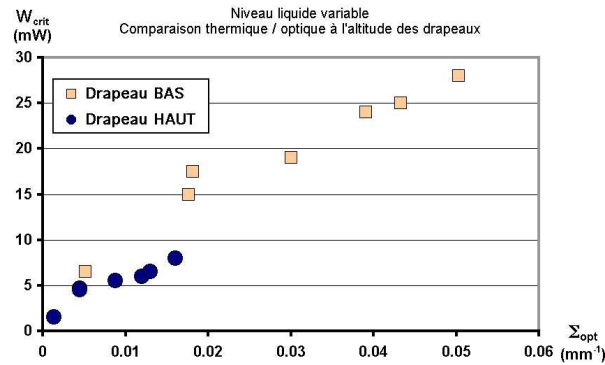


FIG. 6.22 – Comparaison, pour chaque drapeau thermique, entre puissance critique mesurée et densité d'interface à l'altitude correspondante.

Dans la zone de densité interfaciale commune aux deux drapeaux, les puissances critiques sont du même ordre. Celle sur le drapeau bas est néanmoins plus élevée que celle sur le drapeau haut, ce qui pourrait s'expliquer par une taille plus élevée des gouttes à basse altitude (à cause de la stratification). En effet, le flux  $F$  de matière impactant la surface active du capteur ne fait pas intervenir que la densité d'interface. Il est également proportionnel au produit de la taille

des gouttes par leur vitesse d'impact  $v_{impact}$  (vitesse transverse avec laquelle elles arrivent sur la paroi). Pour une distribution exponentielle de tailles de gouttes avec un diamètre moyen  $d_{10}$ , ce flux vaut :

$$F = \Sigma \cdot d_{10} \cdot v_{impact} / 2 = \Sigma_{opt} \cdot d_{10} \cdot v_{impact} \quad (6.1)$$

Pour les points à niveau variable, seule la vitesse sur l'axe du tube est contrôlée. Il n'est donc pas exclu que le diamètre et la vitesse d'impact évoluent avec le niveau, et que ceci explique la différence entre les deux drapeaux.

On pourrait penser que le même effet explique la forme non linéaire des courbes dans la figure 6.22. Le comportement observé semble en effet s'extrapoler à une puissance critique résiduelle à densité interfaciale nulle (de l'ordre de 3-4 mW pour le drapeau haut). En anticipant sur la suite, nous verrons que les mesures PDPA montrent que la puissance critique elle-même ne dépend pas linéairement du flux incident. Nous pensons que la puissance résiduelle est liée à l'existence d'un apport supplémentaire de liquide, provenant du flux de gouttes incident sur l'ensemble du capteur (hors surface sensible) et s'écoulant ensuite vers cette surface sensible. Un candidat potentiel pour le moteur de cet effet est l'effet thermomécanique propre au superfluide. La puissance résiduelle correspondrait alors à la puissance thermique maximale transportable par le superfluide. Nous détaillerons ce point au chapitre suivant, lorsque nous analyserons quantitativement l'ensemble de nos résultats.

### Conclusions sur l'effet du niveau liquide

En conclusion, à vitesse et densité vapeur fixes, l'augmentation du débit liquide a pour effet d'intensifier l'atomisation. La densité du brouillard augmente uniformément dans la conduite, sans modification de la stratification. Nous attribuons cet effet à la hausse du niveau liquide dans le tube, qui augmente la surface disponible pour l'atomisation, et, probablement, renforce également l'atomisation par unité de surface.

C'est cette augmentation de l'atomisation qui explique que l'augmentation du niveau liquide induit un épaississement du film déposé et une amélioration du pouvoir réfrigérant de l'écoulement, indépendamment de la simple augmentation de la surface mouillée par le liquide massif.

Dans les expériences dédiées à la caractérisation de l'influence de la vitesse et de la densité

de la vapeur, le niveau liquide (contrôlé en temps réel par les mesures issues des quadrants capacitifs situés en bas de la conduite) est maintenu constant, en jouant sur le débit total injecté. les variations maximales autour de la valeur de consigne étant de quelques % : on s'affranchira donc des effets détaillés dans cette partie.

## 6.5 Etude de l'influence de la vitesse vapeur

La vitesse de la vapeur intervient dans notre problème à la fois au niveau de la création des gouttes (déstabilisation de l'interface, distribution de tailles de gouttes) et au niveau du flux de liquide déposé en paroi (donc du pouvoir frigorigéne du brouillard) via la vitesse d'impact des gouttes. Elle peut également jouer un rôle dans la stabilité du film liquide formé, et la répartition du brouillard dans le tube. Nous allons tenter dans cette partie de comprendre ces influences, et en tout cas de quantifier la sensibilité des caractéristiques de nos écoulements vis-à-vis de ce paramètre.

Les expériences destinées à déterminer l'influence de la vitesse vapeur sur les différentes caractéristiques de l'écoulement ont été effectuées à une température de 1.8 K et pour un niveau liquide fixé correspondant à 80 % de mouillage du quadrant capacitif inférieur, ce qui correspond à une hauteur liquide d'environ 3.5 mm. Le débit total de liquide injecté en tête de ligne était piloté pour ajuster ce paramètre, contrôlé en temps réel.

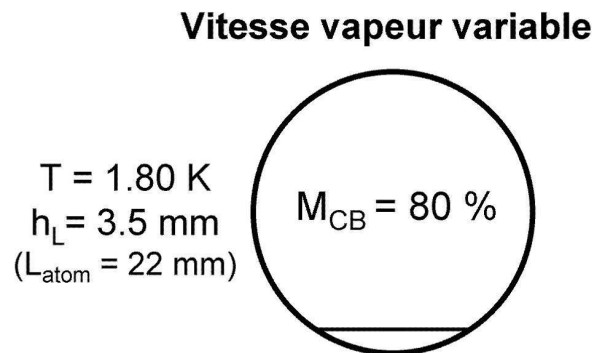


FIG. 6.23 – Configurations d'écoulement des expériences destinées à déterminer l'influence de la vitesse vapeur. La position du quadrant capacitif inférieur, d'où est tirée la quantité  $M_{CB}$ , est illustrée sous la conduite.

La figure 6.23 propose un schéma de ces conditions d'écoulement, dans lesquelles nous avons fait varier la vitesse superficielle vapeur sur une plage de 3 à plus de 17  $\text{m.s}^{-1}$ , en agissant sur la puissance d'évaporation  $W_1$  appliquée en tête de ligne jusqu'à plus de 220 W.

Les cinq points expérimentaux référencés dans le tableau 6.2, spécifiquement dédiés à la



Date (yy.mm.dd)	point (W)	$W_1$ (m.s <sup>-1</sup> )	$U_{GS}$ (m.s <sup>-1</sup> )	$U_{PDPA,C}$ (K)	$T$ (g.s <sup>-1</sup> )	$\dot{m}$ (%)	$M_{CB}$
04.12.01	U7	83	7.0	8.1	1.8	5.9	80
04.11.30	U10.5	130	10.5	11.6	1.8	9.0	82
04.12.01	U14	177	14.0	15.8	1.8	12.0	85
04.12.01	U17.2	223	17.2	19.5	1.8	15.4	76
04.12.14	U17.6	223	17.6	19.1	1.8	15.4	75

TAB. 6.2 – Caractéristiques des cinq points expérimentaux spécifiquement dédiés à l'étude de l'influence de la vitesse vapeur sur les propriétés des écoulements.

détermination de l'influence de la vitesse de la vapeur sur les différentes caractéristiques de l'écoulement, seront comparés aux autres points expérimentaux disponibles de niveau et de température suffisamment proches.<sup>9</sup>

Un certain nombre d'observations effectuées dans ce chapitre viennent confirmer celles tirées des expériences à niveau liquide variable sur les caractéristiques des écoulements considérés :

- stratification du brouillard,
- mouillage de la paroi par un film mince de liquide
- augmentation du pouvoir frigorigène du brouillard avec la densité de gouttes.

Nous passerons rapidement sur les observations générales, en renvoyant au besoin au chapitre précédent pour nous concentrer sur la quantification des effets propres de la vitesse vapeur sur les caractéristiques des écoulements.

### 6.5.1 Illustrations : images de coupe

La figure 6.24 regroupe les images moyennes des cinq points explorés dans le régime d'atomisation.

Les quatre images de gauche illustrent l'évolution de l'allure de l'écoulement avec la vitesse

9. en particulier (voir annexe A.1: T1b (T=1.80 K ;  $M_{CB}$ =82% ;  $U_{GS}$ =10 m.s<sup>-1</sup>), N10 (T=1.85 K ;  $M_{CB}$ =83% ;  $U_{GS}$ =10 m.s<sup>-1</sup>), et "04.12.06-U20.4-T1.86-M55")

vapeur. Les deux clichés de droite présentent les deux points de forte vitesse réalisés respectivement en début et en fin de campagne expérimentale, pour tester la reproductibilité des conditions. Ils permettent également, en utilisant un temps de pose moindre que pour la série de gauche, de s'affranchir de la saturation apparaissant dans la partie basse de la première image à  $17.6 \text{ m.s}^{-1}$ .

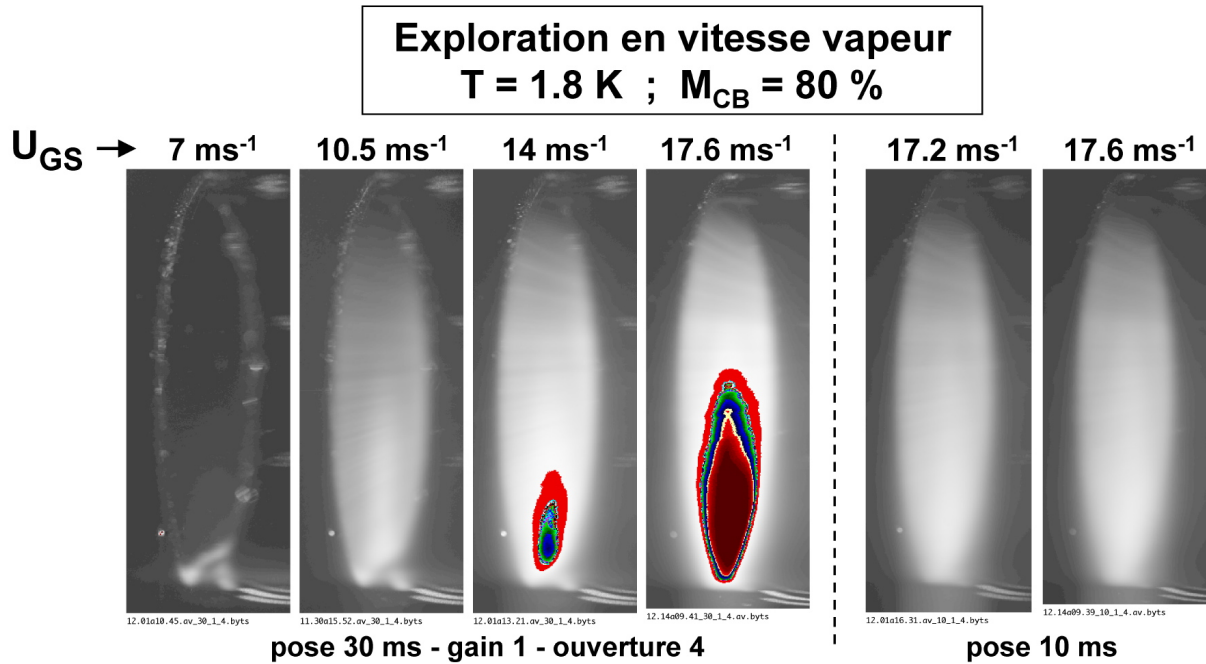


FIG. 6.24 – Images moyennes de coupe obtenues pour les 5 points principaux de la série de points dédiée à l'étude de l'influence de la vitesse vapeur. Les images utilisant une même configuration du dispositif optique sont directement comparables entre elles. Images de gauche : pose 30 ms ; gain 1 ; ouverture 4. Images de droite : pose 10 ms

La comparaison des clichés de gauche nous permet dès à présent d'affirmer que la vitesse de la vapeur exerce une importante influence sur le développement de l'atomisation. Cette observation avait déjà pu être formulée à partir des données présentées dans la thèse d'E. di Muoio ([1]) où les vitesses maximales étaient de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ . Le fait de travailler ici à niveau et à température fixes sur une plage de vitesses vapeur plus étendue permet de mieux quantifier les effets induits.

Sur l'image de gauche, on voit clairement l'interface, et il est possible de distinguer un brouillard ténu localisé dans la moitié inférieure du tube. Dès la seconde image, on voit le brouillard s'étendre à toute la section de la conduite. Il est caractérisé par une stratification verticale importante, ainsi que par des disparités de distribution suivant l'axe transversal. Une région de forte intensité lumineuse est visible au-dessus de l'interface, s'étendant jusqu'à mi-hauteur, dont la répartition latérale n'est pas uniforme. Cette observation se confirme sur les deux dernières images.

### 6.5.2 Stratification du brouillard

Les profils d'intensité lumineuse exploités, (convertis en terme de densité interfaciale) se rapportent à des images moyennes issues de clichés individuels non saturés, au contraire par exemple du cliché de droite de la figure 6.24. Ils sont présentés, pour la nappe et le laser vertical, sur les graphes de la figure 6.25.

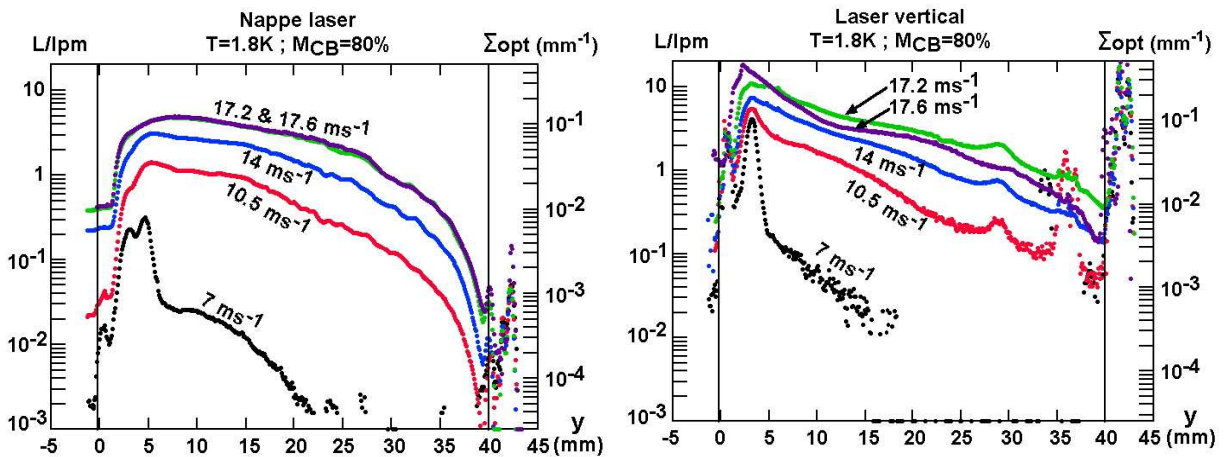


FIG. 6.25 – Profils  $L/lpm$  obtenus à partir des clichés moyens nappe laser et laser vertical, pour différentes valeurs de la vitesse superficielle vapeur, à niveau fixe  $M_{CB}=80\%$  et à la température  $T=1.8$  K. Les valeurs de  $U_{GS}$  sont indiquées sur les courbes.

La première observation qui se dégage de ces données expérimentales est l'aplatissement du profil de la nappe dans le bas de la conduite, d'autant plus marqué que la vitesse est élevée. La région concernée correspond à la zone de forte densité de gouttes, centrée latéralement par rapport à l'axe du tube, qui se dessine sur les clichés de la figure 6.24. Cet effet n'est par contre pas visible sur les profils de laser vertical, qui présentent une décroissance relativement uniforme depuis le pic d'intensité de l'interface, jusqu'aux régions les plus hautes du tube. Comme nous l'avons expliqué au §5.4.3, nous pensons que cette différence pourrait provenir de la diffusion multiple.

Cependant, le résultat central de cette figure est que la stratification du brouillard est sensible à la vitesse superficielle vapeur modifie l'allure générale du profil. Dans l'échelle semi-logarithmique utilisée, la décroissance de l'intensité lumineuse diffusée devient moins raide lorsque la vitesse vapeur augmente. Pour les profils de laser vertical, cette décroissance peut-être assimilée à une exponentielle, et on peut alors quantifier cette observation comme une augmentation de la hauteur de stratification avec la vitesse vapeur. Cette hauteur passe de 5 mm à  $7\text{ m.s}^{-1}$  à plus de 13 mm à  $17\text{ m.s}^{-1}$ , en passant par 8 et 10 mm pour les points à 10.5 et 14  $\text{m.s}^{-1}$ . Nous discuterons ce comportement dans le chapitre 7.

Un autre type d'information concerne la reproductibilité des mesures. Les deux points à haute vitesse vapeur ( $17.2$  et  $17.6 \text{ ms}^{-1}$ ) réalisés en début et en fin de campagne expérimentale (c'est à dire à deux semaines d'intervalle), et présentant des différences en terme de vitesse superficielle vapeur inférieures à 3 %, montrent un bon accord d'ensemble pour les deux profils. Les profils de nappe sont pratiquement superposables, tandis que, dans le cas du laser vertical, on observe des différences maximales relatives de l'ordre de 15% si l'on exclut les décalages dûs aux reflets.

Les graphes de la figure 6.26 donnent les valeurs de densité interfaciale issue de la nappe laser à l'altitude des deux drapeaux thermiques et à mi-tube.

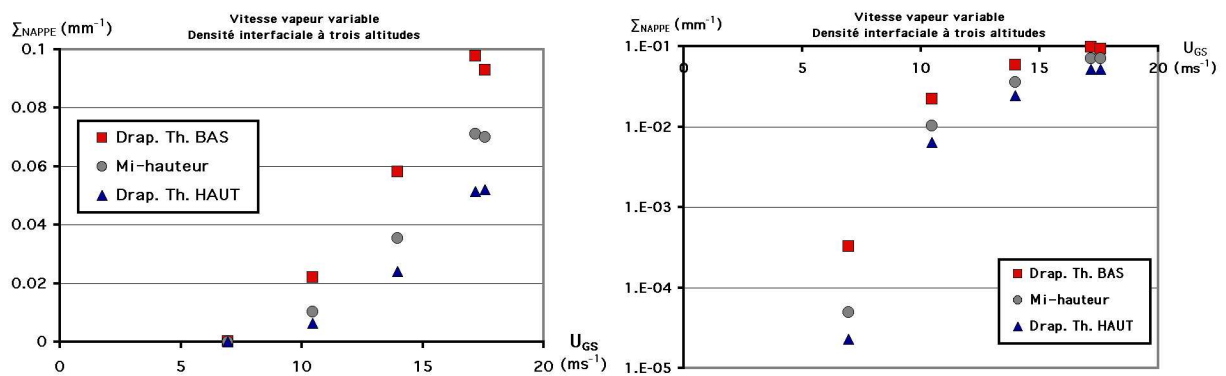


FIG. 6.26 – Densité d'interface obtenue à partir des clichés de nappe laser, aux altitudes des deux drapeaux thermiques et à mi-tube en fonction de  $U_{GS}$

Le graphe 6.26a permet une comparaison directe des valeurs de densité interfaciale présentées ici avec celles des points du niveau liquide présentés au § 6.14. Ce graphe donne l'impression d'une croissance linéaire, ou éventuellement quadratique, au-delà d'un seuil situé vers  $7 \text{ m.s}^{-1}$ . La représentation semi-logarithmique du graphe 6.26b indique en fait qu'il n'en est rien. Même si les valeurs très faibles de la densité d'interface à  $7 \text{ m.s}^{-1}$ , associées à la pente très raide de l'évolution de  $\Sigma_{opt}$  à cette vitesse, suggèrent que l'atomisation n'en est encore qu'à ses débuts, cette représentation montre qu'il est difficile d'identifier un seuil sans modèle analytique sous-jacent. Par ailleurs, une étude précise de la valeur du seuil nécessiterait de toute façon des pas en vitesse plus serrés. Nous reviendrons donc sur ce problème lors de l'étude faite au PDPA, présentée au chapitre 7.

Le graphe 6.26b confirme l'homogénéisation progressive du brouillard avec la vitesse vapeur, déjà évidente dans la figure 6.25 : le rapport entre densité interfaciale aux altitudes des deux drapeaux (centrés sur 16.5 et 24 mm) diminue à mesure que la vitesse vapeur augmente (on passe entre  $7 \text{ m.s}^{-1}$  et  $17 \text{ m.s}^{-1}$  d'un facteur 10 à 2).

La comparaison du graphe 6.26a au graphe 6.14, à niveau liquide variable, montre que la densité interfaciale à la vitesse vapeur la plus élevée est environ le double de celle pour le niveau maximum. On s'attend alors à des effets renforcés sur les capteurs capacitifs et thermiques. Nous allons voir que c'est bien le cas.

### 6.5.3 Liquide déposé en paroi

Les graphes de la figure 6.27 synthétisent les mesures de mouillage issues des capteurs capacitifs lors d'une variation de la vitesse vapeur.

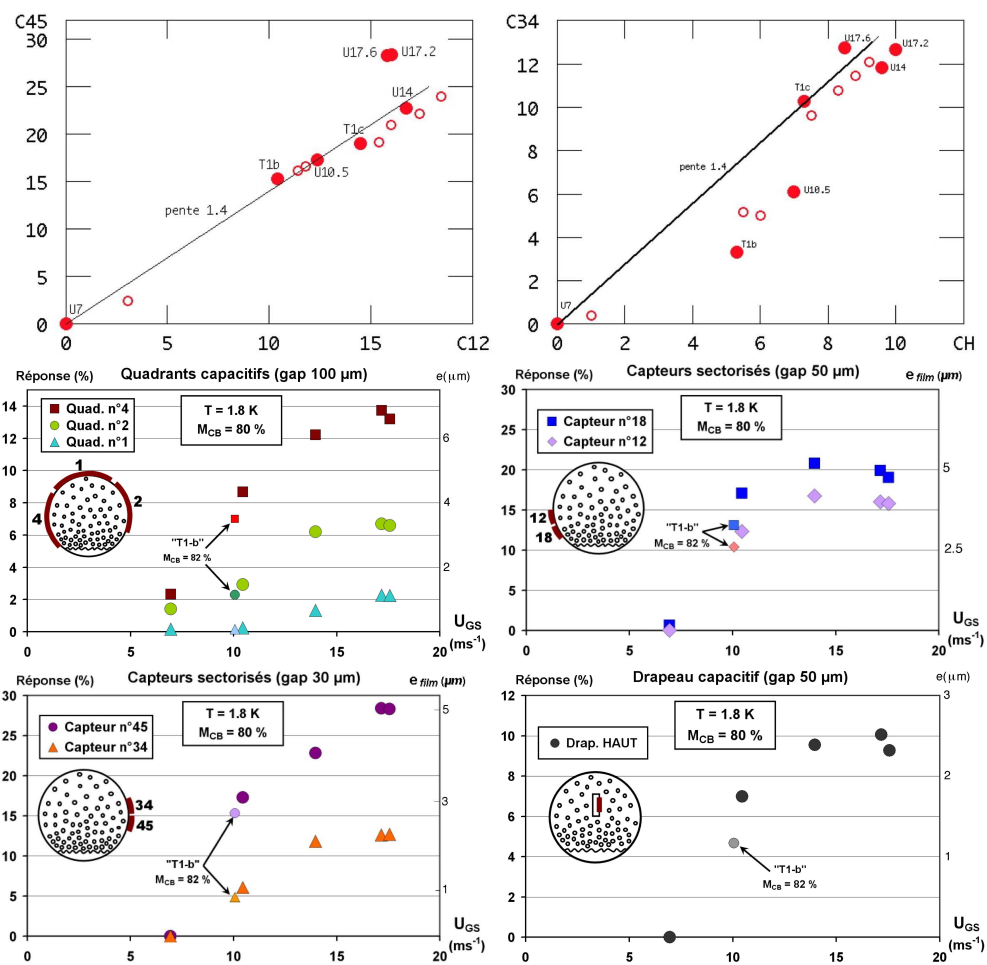


FIG. 6.27 – Mouillage mesuré par les différents capteurs capacitifs en fonction de  $U_{GS}$ . Pour les deux figures du haut, les ronds ouverts sont les points de l'étude à niveau variable.

La tendance générale est à l'augmentation des signaux mesurés sur tous les capteurs avec  $U_{GS}$ . A haute vitesse, le signal mesuré sur le quadrant supérieur 1 continue à augmenter alors que le signal mesuré sur le quadrant latéral 2 stagne, conduisant à une homogénéisation du

mouillage déjà observée au § 6.2.2. Cette homogénéisation est cohérente avec le comportement observé dans l'étude optique (§ 6.5.2). Les épaisseurs maximales pour les quadrants 2 et 1 sont de l'ordre de 6 et 2  $\mu\text{m}$ , à comparer à 3 et 0.25  $\mu\text{m}$  pour le niveau le plus haut (N18) à 10  $\text{m.s}^{-1}$ . Cette nette amélioration du mouillage en altitude est cohérente avec la déstratification observée optiquement à forte vitesse.

Pour ce qui est des capteurs sectorisés, la comparaison des signaux obtenus sur les capteurs 12 et 45 d'une part, et 34 et drapeau haut d'autre part, mène aux mêmes conclusions qu'établies au § 6.4.4. Les graphes 6.27a et b) montrent les signaux capacitifs bruts pour chaque paire de capteurs en regard. Les points à vitesse variable (ronds pleins) confirment le comportement observé pour les points à niveau variable (ronds ouverts). On remarque en particulier que l'écart à la linéarité observé à signal intermédiaire pour la paire 34-DH est confirmé. Ce comportement, incompris, semble donc réel. Par ailleurs, comme lors de l'étude à puissance variable (figure 6.6c), les capteurs 12 et 45 se différencient à vitesse très élevée, avec un signal relativement plus élevé pour le capteur 45 de gap 30  $\mu\text{m}$ . Dans les autres situations, on mesure une déposition équivalente en paroi de chaque côté du tube, et entre paroi et coeur de l'écoulement.

Les épaisseurs déduites des valeurs brutes sont reportées sur l'échelle de droite des graphes (c) à (f). Ces graphes montrent une augmentation rapide de l'épaisseur liquide avec la vitesse vapeur, depuis zéro à 7  $\text{m.s}^{-1}$  jusqu'à une dizaine de  $\mu\text{m}$  (au niveau du capteur 12) à 14  $\text{m.s}^{-1}$ . A plus forte vitesse (17  $\text{m.s}^{-1}$ ), les effets observés sont plus complexes, et sont cohérents avec ceux décrits au § 6.2.2, dans la même gamme de vitesses mais cette fois à niveau mieux contrôlé. En particulier, l'évolution entre 14 et 17  $\text{m.s}^{-1}$  est inverse suivant les capteurs. La réponse du capteur 45 continue à augmenter avec la vitesse, tandis que celle des autres capteurs stagne, sinon diminue (pour les capteurs pariétaux de gap 50  $\mu\text{m}$ ). Cette différence de comportement est ce qui explique la position particulière des points à 17  $\text{m.s}^{-1}$  dans le graphe (a).

Cette saturation de l'épaisseur peut avoir différentes origines : une saturation du flux incident, ou l'apparition d'un nouveau mécanisme d'évacuation (par exemple une atomisation du film). L'étude des drapeaux thermiques va nous faire pencher pour la seconde hypothèse. Cependant, le fait que le capteur 45 ne montre pas cette saturation nécessite une explication supplémentaire. On pourrait imaginer que l'assymétrie entre 45 et 12 provienne du fait que 45 est au centre du film de Kapton sur lequel il est évaporé (sous 34), tandis que 12 est au bord supérieur de son film. Les deux capteurs ont ainsi un environnement différent, ce qui pourrait causer une différence de ruissellement entre les deux capteurs, et donc un comportement différent. Cependant, dans la même gamme de vitesse, le comportement analogue du capteur 34 et du drapeau haut ne plaide pas en faveur d'une influence du ruissellement! Nous n'avons donc aucune explication au

comportement singulier du capteur 45.

#### 6.5.4 Echange thermique global

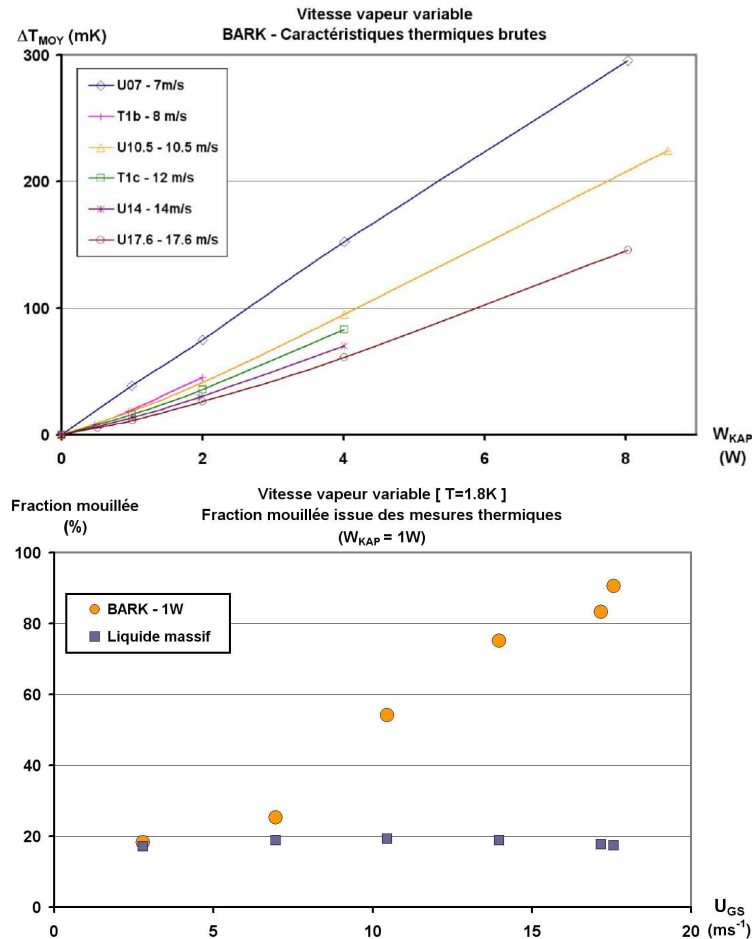


FIG. 6.28 – Vitesse vapeur variable : échange thermique global. (a) Réponse thermique brute de la BARK pour les différentes conditions (b) Variation en fonction de la vitesse superficielle vapeur, de la fraction mouillée calculée sur la base des mesures thermiques à la BARK pour  $W_{KAP} = 1W$ . Le niveau du liquide massif, mesuré avec le quadrant capacitif inférieur, est indiqué par les carrés. Les variations (minimes) du niveau liquide massif sont dues à la difficulté de fournir un débit suffisant dans les conditions correspondant aux très fortes vitesses vapeur.

Le graphe 6.28a reporte les caractéristiques thermiques des différents points de vitesse vapeur variable. Cette figure démontre directement, à niveau fixe, l'amélioration de l'échange thermique induite par le brouillard. A part pour le point U7, très peu atomisé, les caractéristiques sont non-linéaires. Comme nous l'avons discuté pour les points de niveau variable, cette non-linéarité est liée au fait, qu'à altitude donnée, la puissance évacuable par le brouillard est limitée par le flux de gouttes incident sur les parois.

Le graphe 6.28b présente l'influence de la vitesse vapeur sur la fraction mouillée déduite du



transfert thermique obtenu sous créneaux de puissance de 1 Watt. La fraction du tube mouillée par le liquide massif, mesurée capacitivement, est indiquée par les carrés à titre de référence, et est constante à quelques % près. Un seuil en vitesse (entre 3 et 7  $\text{m.s}^{-1}$ ) lié au début du phénomène d'atomisation peut être mis en évidence, en-dessous duquel le transfert thermique reste presque essentiellement gouverné par le liquide massif. Au-delà, l'amélioration du transfert thermique a une évolution régulière avec la vitesse vapeur, contrairement à l'épaisseur de liquide déposé.

L'influence de la vitesse vapeur sur le transfert thermique global avait déjà été démontrée par les expériences du run II[1] et par les expériences antérieures[3], mais les vitesses vapeur maintenant accessibles, jointes à la possibilité de maintenir un niveau fixe, permettent d'obtenir des effets beaucoup plus spectaculaires. La fraction mouillée augmente jusqu'à des valeurs extrêmement élevées, environ 90% (alors que la partie mouillée par le liquide massif n'est que de 20%). Le film détecté par le quadrant 1 situé en haut du tube permet ainsi un échange efficace pour une puissance injectée de 1 W (correspondant à environ 2  $\text{mW/cm}^2$ ). Par contre, la pente à 4 W ne correspond plus qu'à une fraction mouillée d'environ 50%. Nous discuterons au chapitre suivant la compatibilité de ces chiffres avec les mesures directes que nous allons maintenant décrire de la puissance frigorifique du brouillard.

### 6.5.5 *Echange thermique local*

Les graphes (a) et (b) de la figure 6.29 montrent les caractéristiques thermiques brutes obtenues sur les deux drapeaux thermiques, d'où sont tirées les valeurs de puissance critique reportées en fonction de la vitesse superficielle vapeur sur le graphe 6.29c.

Comme l'échange global, la puissance critique pour chacun des drapeaux augmente régulièrement avec la vitesse vapeur. Les valeurs maximales atteintes sont plus élevées que pour le point N18 : 40 mW contre 27 mW pour le drapeau bas, et surtout, 20 mW contre 7 mW pour le drapeau haut. L'augmentation est ainsi plus marquée en haut du tube, ce qui, là encore, est compatible avec la déstratification du brouillard.

La puissance frigorifique augmente entre 14 et 17  $\text{m.s}^{-1}$ . La saturation, ou même la diminution, de l'épaisseur mesurée par les capteurs capacitifs sur la même plage de vitesses n'est donc pas due à une diminution du flux incident de gouttelettes. Elle est par contre compatible avec un mécanisme de réatomisation du film déposé à forte vitesse vapeur.

Le lien entre puissance critique et densité locale d'interface est présenté dans la figure 6.29d,

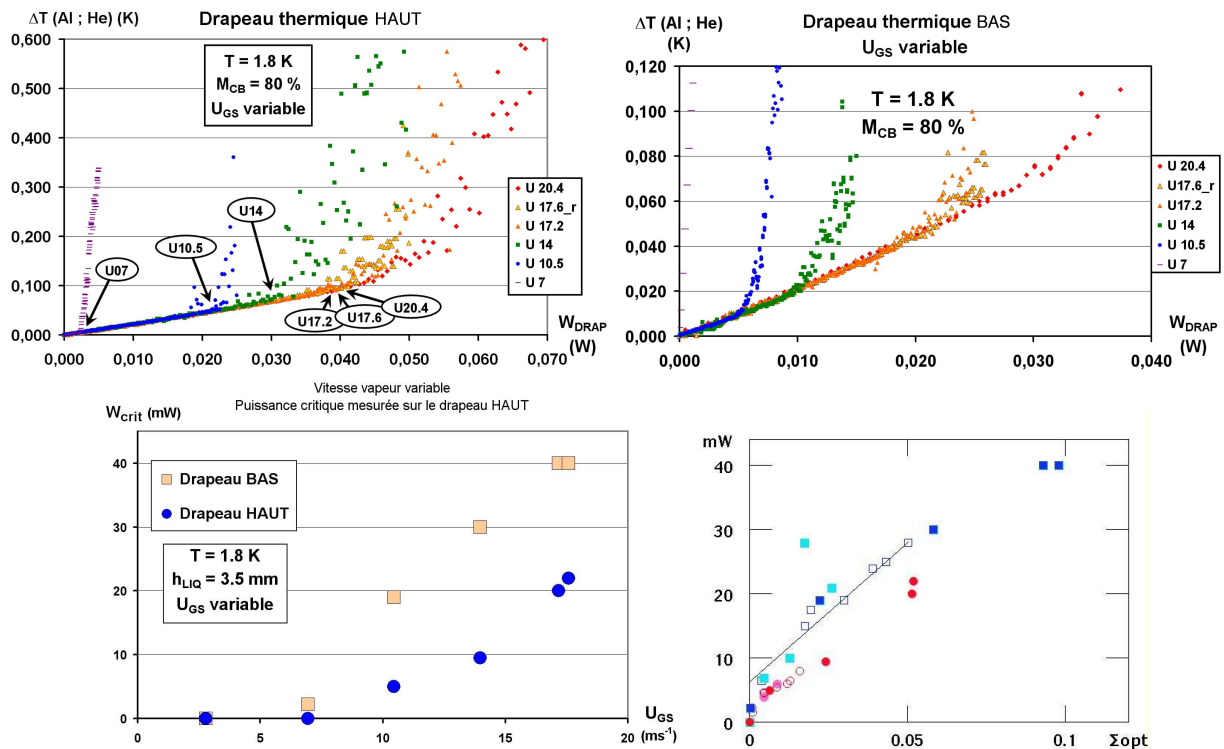


FIG. 6.29 – (a) et (b) Caractéristiques des drapeaux bas et haut pour les différentes vitesses; (c) puissances critiques en fonction de la vitesse superficielle vapeur (calculée pour 10 W de pertes thermiques); (d) Puissance critique en fonction de la densité interfaciale à l'altitude des drapeaux, mesurée par la nappe laser. Les ronds correspondent au drapeau haut, les carrés au drapeau bas. Les symboles fermés sont les points de niveau variable, les symboles fermés les points de la série à vitesse variable, et les fermés clairs les autres points de même température (1.8 K) et de niveaux comparables (75%, 82%, 89%).

qui reprend les points à niveau variable, et y ajoute les points du tableau 6.2 et les autres points à 1.8 K et de niveau supérieur à 75%. Les points à vitesse variable confirment les conclusions tirées de l'étude des points à niveau variable, et en étendent la portée. On retrouve le comportement essentiellement linéaire avec des pentes voisines pour les deux capteurs, ainsi que l'extrapolation à une puissance critique résiduelle à densité interfaciale nulle<sup>10</sup>.

### 6.5.6 Conclusions sur l'effet de la vitesse vapeur

En conclusion, à niveau liquide et densité vapeur fixes, l'augmentation de la vitesse de la vapeur a pour conséquence la hausse de l'atomisation, se traduisant par l'augmentation de la densité du brouillard à toute altitude dans le tube. A très haute vitesse, le brassage turbulent de

10. Un des points pour le drapeau bas (puissance frigorifique 28 mW, point T1b) est toutefois nettement hors de la tendance générale, contrairement au point correspondant pour le drapeau haut. Un point d'atomisation très voisine (non représenté), réalisé la veille (niveau 76% au lieu de 82%, vitesse spécifique 11  $m.s^{-1}$  au lieu de 10  $m.s^{-1}$ ) donne cependant plutôt 20 mW, moins en-dehors de la tendance générale.

la phase vapeur homogénéise le brouillard.

Ce brouillard plus dense dépose en paroi un film dont l'épaisseur augmente puis sature à partir d'une certaine vitesse vapeur. Pour expliquer ce phénomène, on peut évoquer un mécanisme de réatomisation.

## 6.6 Etude de l'influence de la densité de la vapeur

Afin de déterminer la sensibilité de nos écoulements à la densité de la vapeur, nous l'avons fait varier sur une plage aussi large que possible, en fixant les deux autres paramètres identifiés comme pouvant exercer une influence sur l'atomisation : le niveau liquide et la vitesse vapeur. Nous avons ainsi étudié trois températures : 1.8, 1.9 et 2.0 K pour plusieurs configurations de niveau et de vitesse, détaillées dans le tableau 6.3. Les vitesses choisies sont de 8, 10 et 12  $\text{m.s}^{-1}$ . Les niveaux correspondants sont d'autant plus bas que la vitesse est élevée, leur valeur étant approximativement fixée par la contrainte que le débit total à 2 K n'excède pas 14  $\text{g.s}^{-1}$ . En outre, à 12  $\text{m.s}^{-1}$ , nous avons également étudié une configuration de plus faible débit, de niveau bien inférieur. Ces conditions expérimentales, illustrées sur la figure 6.30, correspondent à trois valeurs de la densité vapeur  $\rho_G$ , 0.45, 0.61, 0.79  $\text{kg.m}^{-3}$  (soit une dynamique d'un facteur 1.7 environ).

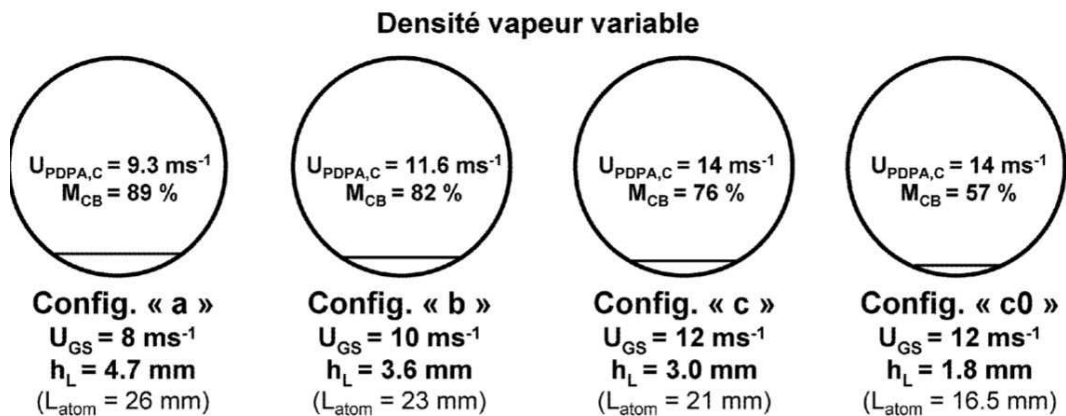


FIG. 6.30 – Schéma des configurations expérimentales dans lesquelles on a testé l'influence de la densité de la vapeur, avec leurs principales caractéristiques.

Ces points pourront être comparés aux autres points disponibles de température proche (1.8 et 1.85 K), et présentant une vitesse vapeur équivalente.

Config.	$U_{GS} \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	$U_{PDPA,C} \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	$M_{CB} \text{ (\%)}$	$L_{atom} \text{ (mm)}$	$L_{atom}/D$	$H_{liq} \text{ (mm)}$
a	8	9.3	89	26	0.65	4.9
b	10	11.6	82	22	0.57	3.6
c	12	14.0	77	21	0.53	3.0
c0	12	14.0	60	16.5	0.41	1.8

TAB. 6.3 – Caractéristiques des principaux points de l'exploration en densité vapeur (température variable à vitesse vapeur et niveau liquide fixés).

### 6.6.1 Analyse optique du brouillard

#### Stratification du brouillard

La figure 6.31 regroupe les images moyennes (échelle logarithmique) des quatre séries de points expérimentaux réalisés.

Contrairement à ce qui se passait pour l'effet du niveau ou de la vitesse, celui de la température n'est pas directement évident sur les images. Ici, l'analyse quantitative des profils est indispensable.

Les profils de densité interfaciale obtenus à partir des deux méthodes (nappe laser et laser vertical) sont reportés sur les quatre couples de graphes de la figure 6.32.

La première constatation est que l'effet de la température est effectivement modeste, quelles que soient les conditions de niveau et de vitesse. L'écart maximal de la densité interfaciale, à toute altitude, n'excède pas un facteur 2 quand on passe de 1.8 à 2 K. Au-delà de cette conclusion générale, une analyse plus fine révèle un comportement qui dépend des conditions de vitesse et de niveau.

- Dans les conditions "a" (vitesse faible et niveau élevé), la nappe comme le laser vertical montrent une différence d'un facteur presque 2 entre 1.8 et 1.9 K, mais pas de différence entre 1.9 et 2 K
- Dans les conditions "b" (vitesse et niveau moyens), les profils lus par la nappe ne dépendent pas de la température. Pour le laser vertical, l'intensité augmente d'environ 50% entre 1.8 et 2 K, l'intensité à 1.9 K étant plus proche de 1.8, ou 2 K, selon l'altitude.

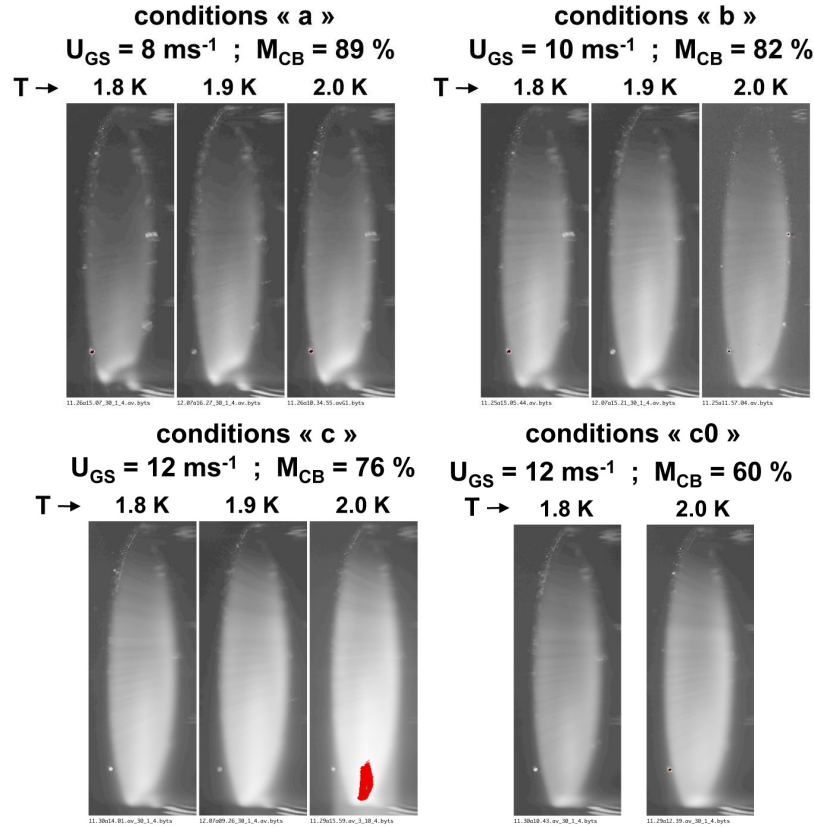


FIG. 6.31 – Température variable: images de coupe (nappe laser) obtenues dans les différentes conditions de température. Echelle logarithmique de gris. Le temps d'exposition est de 30 ms, sauf pour le point à 2 K dans les conditions "c", où il est de 3 ms. Cette différence est cependant compensée par un facteur 10 en gain, si bien que l'image correspondante est directement comparable aux autres. Le fait que l'image à 2 K dans les conditions "c" soit plus sombre que pour les autres conditions résulte de l'utilisation d'un diaphragme très fermé, seulement partiellement compensé par un gain plus élevé. Pour cette image, à intensité diffusée égale, le niveau de gris est 1.6 fois plus faible.

- Dans les conditions "c" (vitesse élevée et niveau bas), la nappe comme le laser vertical montrent une différence d'un facteur presque 2 entre 1.8 et 2.0 K. L'intensité à 1.9 K est intermédiaire pour la nappe, et passe de celle à 2 K à celle à 1.8 K, pour le laser vertical quand l'altitude augmente.
- Enfin, dans les conditions "c0" (vitesse élevée et niveau très bas), l'intensité augmente quand on passe de 1.8 à 2.0 K, d'un facteur environ 2 pour le laser vertical et moins pour la nappe.

La forme des profils lus par le laser vertical est semblable à 1.8 et 2 K, mais légèrement différente à 1.9 K. Nous pensons que cette différence ne vient pas d'un effet physique, mais du fait que ces points ont été réalisés à des périodes différentes, au début de l'expérience pour 1.8 et 2 K, et à la fin pour 1.9 K. Entre ces deux périodes, nous avons déplacé le laser vertical, et ne l'avons

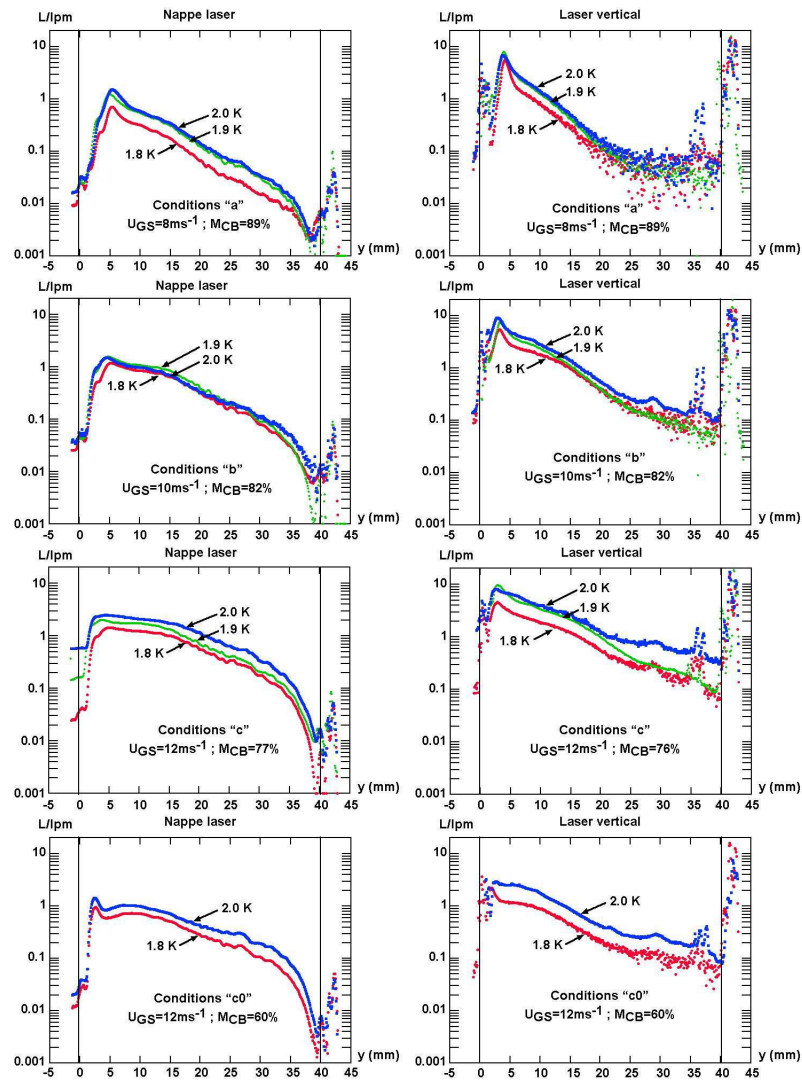


FIG. 6.32 – Profils de densité d'aire interfaciale (nappe laser et laser vertical) en fonction de la température de travail pour les configurations a, b, c et c0.

pas remis exactement à la même position. Sans que nous comprenions pourquoi, cela affecte la forme précise du profil. De ce fait, pour le laser vertical, il vaut mieux se borner à comparer les températures extrêmes.

On note alors que les évolutions, de 1.8 à 2 K, déduites du laser vertical ou de la nappe sont les mêmes, sauf pour les conditions "b". Ces évolutions correspondent à une augmentation de l'atomisation avec la température. On aboutit à cette conclusion également pour les conditions "b" si on se base sur le laser vertical plutôt que sur la nappe. Nous n'avons pas identifié d'artefact expérimental pouvant expliquer que, de 1.8 à 2 K, le profil lu par la nappe n'évolue pas, contrairement à celui lu par le laser vertical<sup>11</sup>. Nous ne pouvons donc exclure que cette différence

11. Les effets des fluctuations, ou du changement de diaphragme pour la nappe, n'excèdent pas 10%.

soit liée à un effet physique, même si cela nous paraît peu vraisemblable.

Selon les conditions, l'augmentation de 1.8 à 2 K va de 50 à 100%, L'effet de la température est le moins marqué dans les conditions intermédiaires "b", mais le fait que niveau et température varient tous deux d'une condition à l'autre rend difficile une analyse plus poussée. Il est possible que le niveau et la vitesse affectent l'influence de la densité sur l'atomisation, mais nous ne pouvons l'affirmer, faute d'avoir systématiquement dupliqué les points d'étude.

Cette augmentation de 50 à 100% est à comparer à celle de la densité de la vapeur  $\rho_{vap}$ , qui est d'un facteur 1.7 entre 1.8 et 2 K. On retiendra donc que nos résultats suggèrent une dépendance en  $\rho_{vap}$  de l'aire interfaciale. Il faudra prendre en compte cet effet lorsque nous discuterons les résultats pour le fluide normal.

Ces difficultés d'analyse quantitative ne doivent pas faire oublier le second résultat important de ces expériences. Si les profils s'aplatissent lorsque la vitesse augmente (confirmant les conclusions du §6.5.2), leur forme, à vitesse et niveau donnés, ne dépend pas de la température. Ainsi, la stratification du brouillard ne fait pas intervenir la densité de la vapeur. Nous analyserons ce point dans le chapitre 7.

Une dernière remarque concerne la comparaison des conditions "c" et "c0", de mouillages respectifs 76 et 60 % (proches des points N09 et N07). A 1.8 K, on retrouve l'effet du niveau liquide sur l'atomisation analysé dans la partie 6.4.3. L'élément nouveau est que cet effet du niveau liquide existe également à 2 K, comme nous l'attendons dans notre interprétation en termes de largeur atomisable.

### 6.6.2 *Liquide déposé en paroi*

Les graphes de la figure 6.33 illustrent la variation du mouillage mesuré sur les différents capteurs capacitifs, en fonction de la température de travail, pour chacune des conditions explorées. Intéressons nous d'abord au mouillage de la capacité 1, celle située en haut du tube. Pour les conditions "a" et "b", on observe une faible augmentation du signal avec la température. En fait, nos chiffres de mouillage sont calculés en supposant la vapeur à 1.8 K, si bien que l'effet observé est essentiellement lié à l'augmentation de la densité de la vapeur entre 1.8 et 2 K, qui est de l'ordre de 0.2% de la densité du liquide. Par contre, cet effet est trop faible pour rendre compte des observations dans les conditions de vitesse élevée, "c" et "c0". Le fait de voir un film liquide à 2 K dans ces conditions, mais pas dans les conditions "a" et "b" est une manifestation, à cette température, de l'effet "déstratifiant" de la vitesse de la vapeur. Quant à l'augmentation de



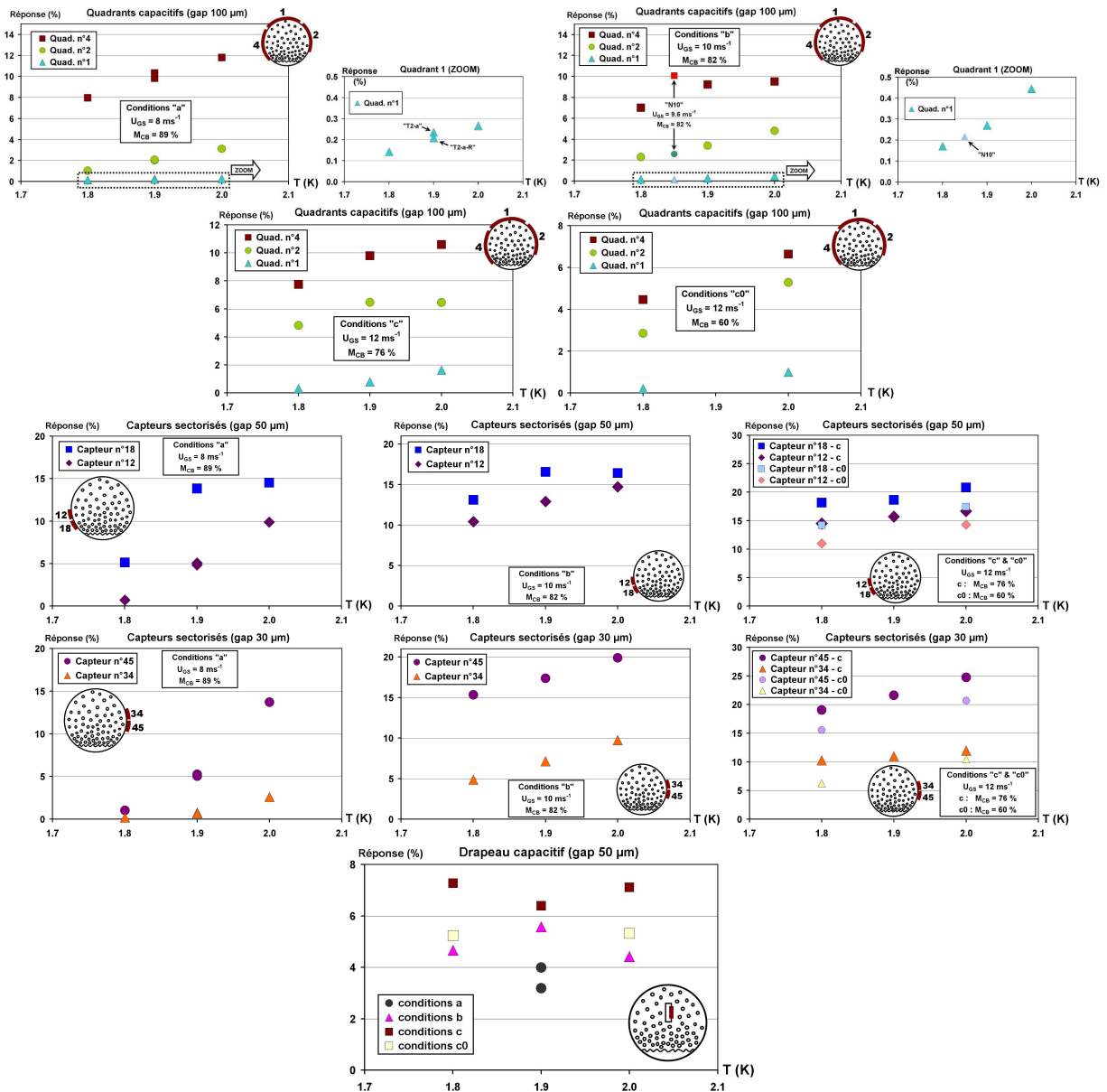


FIG. 6.33 – Mouillage lu sur les quadrants supérieur (n° 1) et latéraux (2 et 4) en fonction de la température, pour les différents jeux de conditions (niveau ; vitesse).

l'épaisseur avec la température, elle est qualitativement compatible avec les résultats optiques.

Cette augmentation de l'épaisseur avec la température est une tendance générale pour tous les capteurs capacitifs pariétaux. L'examen détaillé de la figure 6.33 montre cependant que l'effet relatif de la température dépend des conditions hydrodynamiques et du capteur considéré. Par exemple, pour le capteur 18 dans les conditions "c", la température n'influe presque pas sur le film, tandis qu'elle a un effet très marqué sur les capteurs 45 ou 34 dans les conditions "a", alors que, dans les deux cas, la densité interfaciale en regard des capteurs ne varie que d'un facteur 2 environ. Ces différences sont en fait compatibles avec un comportement non linéaire de

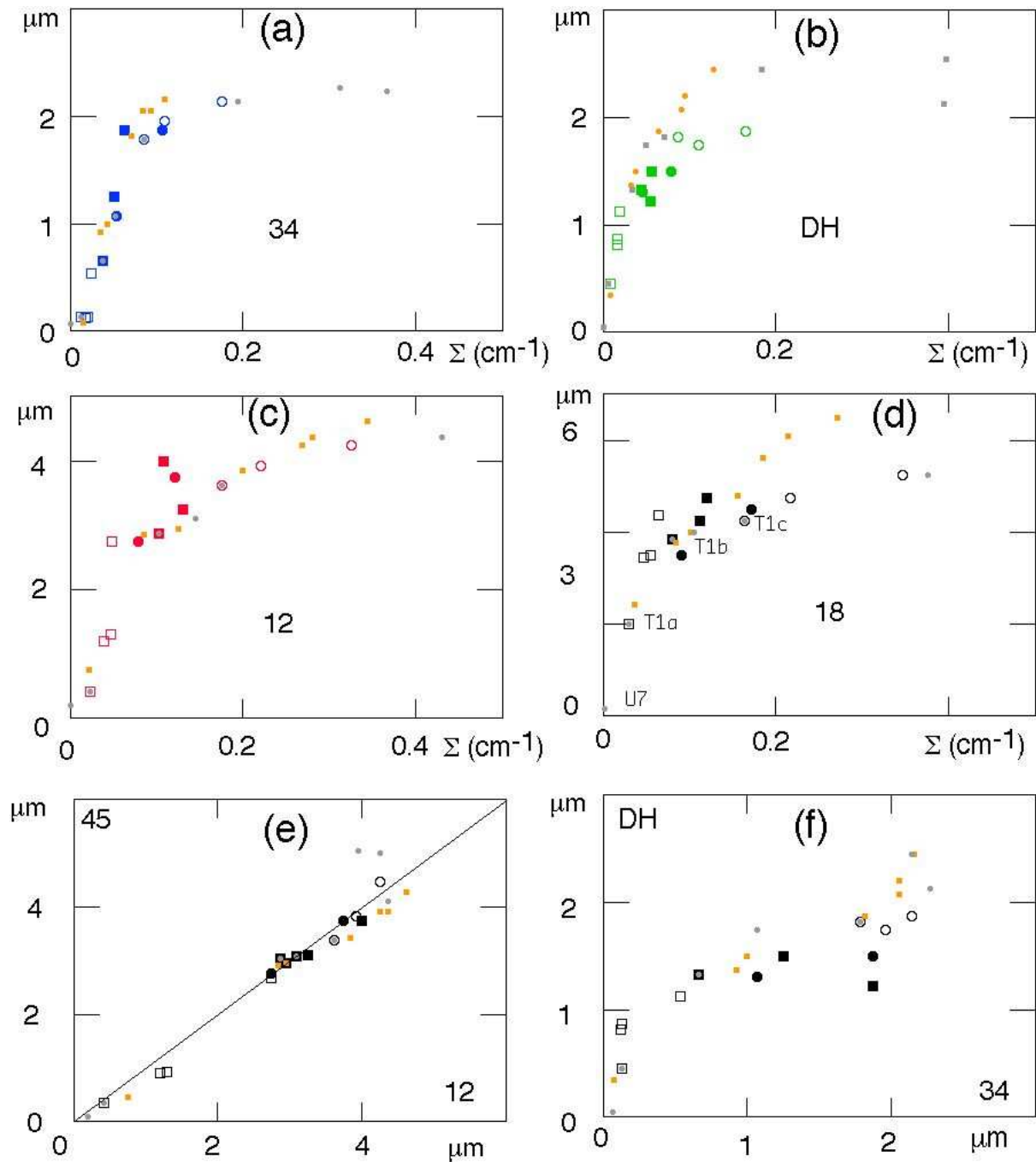


FIG. 6.34 – Comparaison de la réponse des capteurs capacitifs à la densité en regard du brouillard pour l'ensemble des points en superfluide : cette figure suggère que la température influe sur l'épaisseur de film principalement par l'intermédiaire de son rôle dans l'atomisation. Les gros symboles correspondent aux points à température variable : conditions "a" carrés ouverts; conditions "b" carrés pleins; conditions "c" ronds ouverts; conditions "c0" ronds ouverts. Les petits carrés correspondent aux points à niveau variable ( $10 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $1.85 \text{ K}$ ) et les petits ronds aux points à vitesse variable ( $75\text{-}85\%$ ,  $1.8 \text{ K}$ ). Les points marqués par deux symboles appartiennent à deux séries. La figure montre également (e) que l'épaisseur du film est la même pour les capteurs pariétaux en regard 12 et 45 (hormis pour les points à forte vitesse déjà discutés). Pour 34 et le drapeau capacitif haut (f), l'accord est nettement moins bon, ce qui montre que l'épaisseur de film déposé dépend de la position des capteurs (latéralement et verticalement).

l'épaisseur déposée en fonction de la densité interfaciale du brouillard. Ce comportement ressort de la figure 6.34, qui donne les épaisseurs de film sur chacun des capteurs en fonction de la densité interfaciale en regard (mesurée sur les images de nappe). Sur cette figure sont également portés les résultats équivalents pour les points à niveau ou à vitesse variable. Cette figure montre que, pour tous les capteurs pariétaux, l'épaisseur tend à saturer à haute densité. Nous verrons au chapitre suivant que, pour un fluide visqueux, on attend effectivement une dépendance non linéaire (en puissance  $1/3$ ) de l'épaisseur en fonction du flux déposé. En outre, l'évolution de l'épaisseur avec la densité interfaciale n'est pas régulière. Initialement peu marquée, elle devient très rapide pour une densité interfaciale finie. Ce comportement est apparent sur la figure 6.33, qui montre que pour les conditions "a" et "b", l'épaisseur varie beaucoup plus fortement que la densité interfaciale quand on augmente la température. La figure 6.35 démontre directement cet effet, entre 1.8 et 2 K, pour les conditions "a" et les différents capteurs. Nous pensons que cet effet non-linéaire résulte de la variation du flux déposé plus que de la variation de température. En effet, le même type d'augmentation brutale est observé à température fixe, lorsqu'on augmente l'atomisation en jouant sur la vitesse ou le niveau (figure 6.36).

Nous discuterons au chapitre suivant l'origine de ce comportement. En tout état de cause, cette sensibilité particulière de l'épaisseur déposée au flux incident rend compte des variations observées en fonction de la température et des conditions d'écoulement. Ainsi, si le niveau diminue des conditions "a" aux conditions "c", son effet sur l'atomisation est dominé par celui de l'augmentation de la vitesse vapeur, qui fait que la densité interfaciale, à toute altitude, augmente nettement entre "a", "b", et "c". Les conditions "a" correspondent alors à la région de faible densité interfaciale, où l'augmentation de densité liée à celle de la température a un effet très marqué. A l'inverse, les conditions "c" correspondent à la région de densité interfaciale élevée. L'augmentation de densité interfaciale liée à celle de la température a alors peu d'effet. On peut ainsi rendre compte des grandes tendances constatées sur la figure 6.33, à l'exception du comportement "stochastique" du drapeau capacitif haut (qui apparaît cependant peu significatif à l'échelle de la figure 6.34).

En conclusion, nos résultats sont compatibles avec l'idée que la température influe sur l'épaisseur de film principalement par son effet sur l'atomisation, donc sur le flux déposé. Si la vitesse de drainage du film dépend de la température dans la gamme explorée, ce n'est que faiblement.

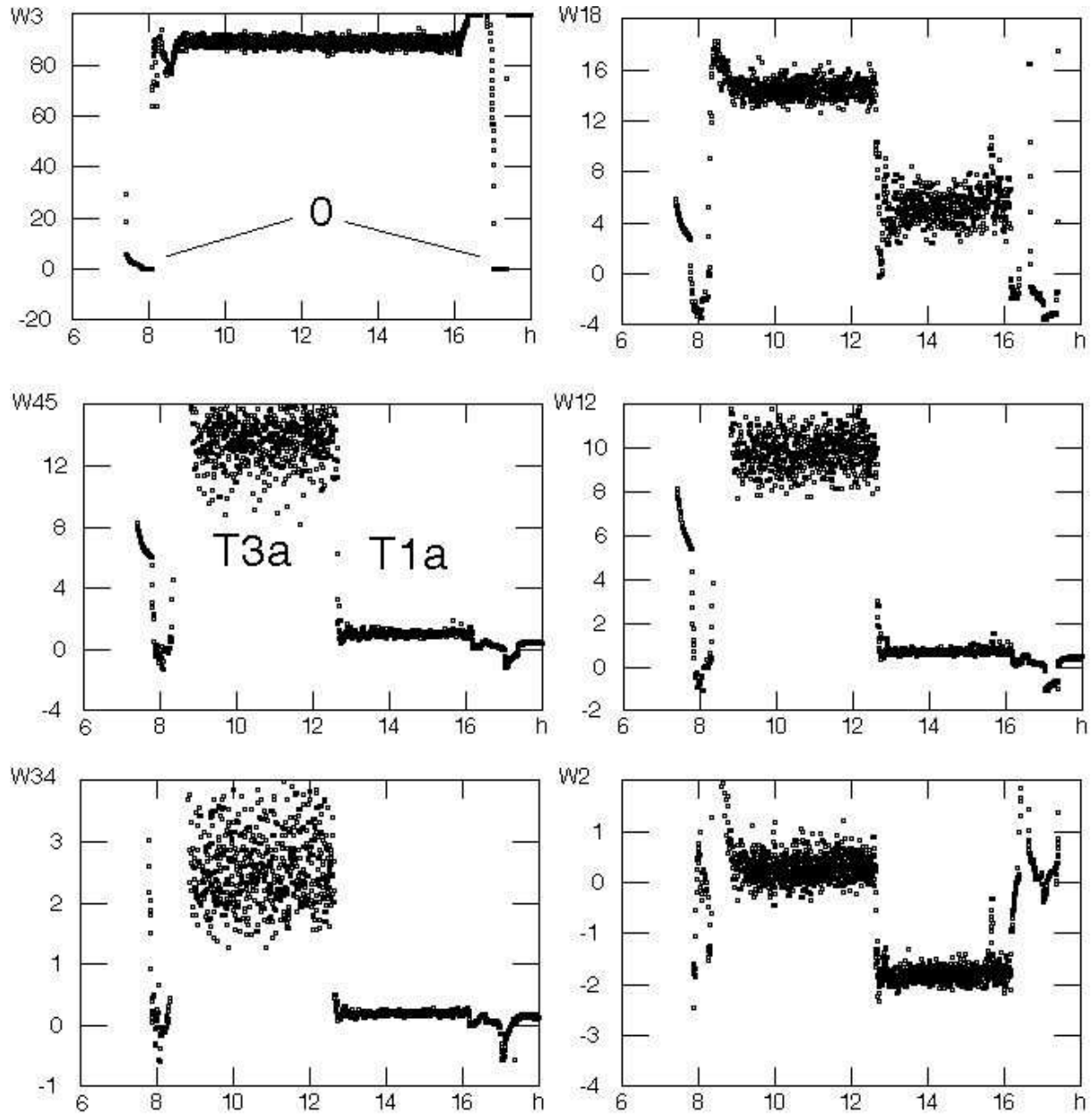


FIG. 6.35 – Manifestation de la dépendance non linéaire de l'épaisseur du film en fonction de la densité interfaciale. Réponse des capteurs capacitifs pour les conditions "a" ( $8 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $M_{CB}=89\%$ ) à 2 K, puis 1.8 K au cours d'une même journée. Un zéro précis des capteurs est fait en asséchant la ligne ( $M_{CB}=0$ ) aux deux températures. Le rapport entre les réponses à 2 K et 1.8 K est, pour tous les capteurs hauts (12 et 45, 34) très supérieur à 2, le facteur maximal d'augmentation de l'intensité diffusée.

### 6.6.3 Echange thermique global

L'analyse des graphes de la figure 6.37 montre une légère amélioration de l'échange thermique avec l'augmentation de la température, de 10% à 20% selon les conditions hydrodynamiques. Là encore, cette tendance est qualitativement compatible avec l'augmentation modérée de la densité du brouillard.

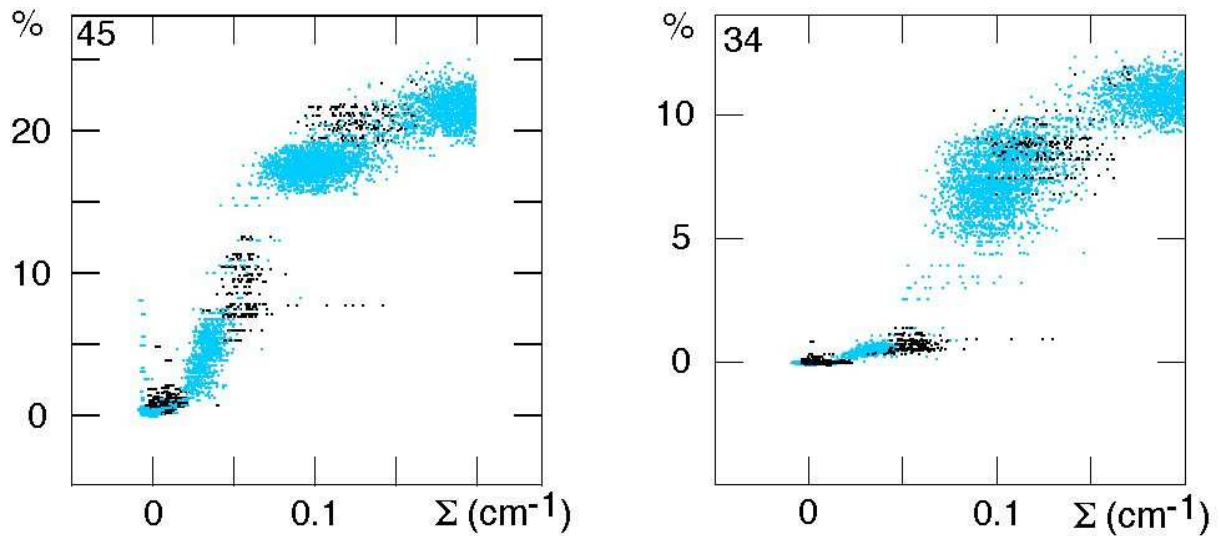


FIG. 6.36 – Réponse des capteurs capacitifs 45 et 34 à faible atomisation, pour la montée de puissance du 8/12 à 1.8 K (points noirs) et pour la journée du 7/12 (points T2a,b,c) à 1.9 K. L'abscisse est la densité interfaciale à mi-hauteur (soit entre les deux capteurs), mesurée simultanément à partir des données de la photodiode. Cette figure montre, qu'à faible atomisation, l'épaisseur varie de façon complexe avec la densité interfaciale (lentement, puis rapidement).

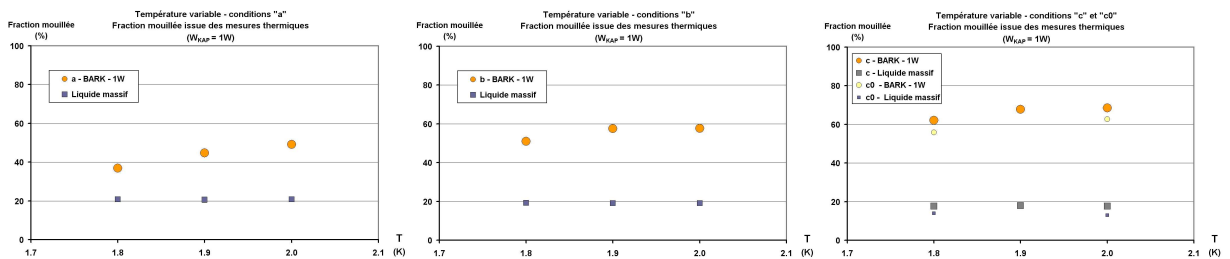


FIG. 6.37 – Fraction mouillée calculée sur la base des mesures thermiques à la BARK pour  $W_{KAP} = 1W$  en fonction de la température de travail, pour les différents jeux de conditions. Dans chaque cas, la fraction du tube mouillée par le liquide massif (mesurée avec les capteurs capacitifs) est indiquée par les symboles carrés.

#### 6.6.4 Echange thermique local

Les graphes du haut de la figure 6.38 présentent les caractéristiques thermiques des deux drapeaux pour les différentes configurations explorées. Les graphes du bas représentent, en fonction de la température de travail, la puissance critique qui en est déduite.

Pour le drapeau haut, les résultats sont corrélés aux profils déduits de l'observation de la nappe laser (figure 6.32). Par exemple, dans les conditions "a", les caractéristiques thermiques à 1.9 et 2 K sont similaires, et correspondent à un pouvoir réfrigérant supérieur à celui à 1.8 K. De même, dans les conditions "b", la température ne semble jouer ni sur le profil lu par la nappe, ni sur la caractéristique thermique du drapeau haut. Par contre, la puissance critique sur le drapeau

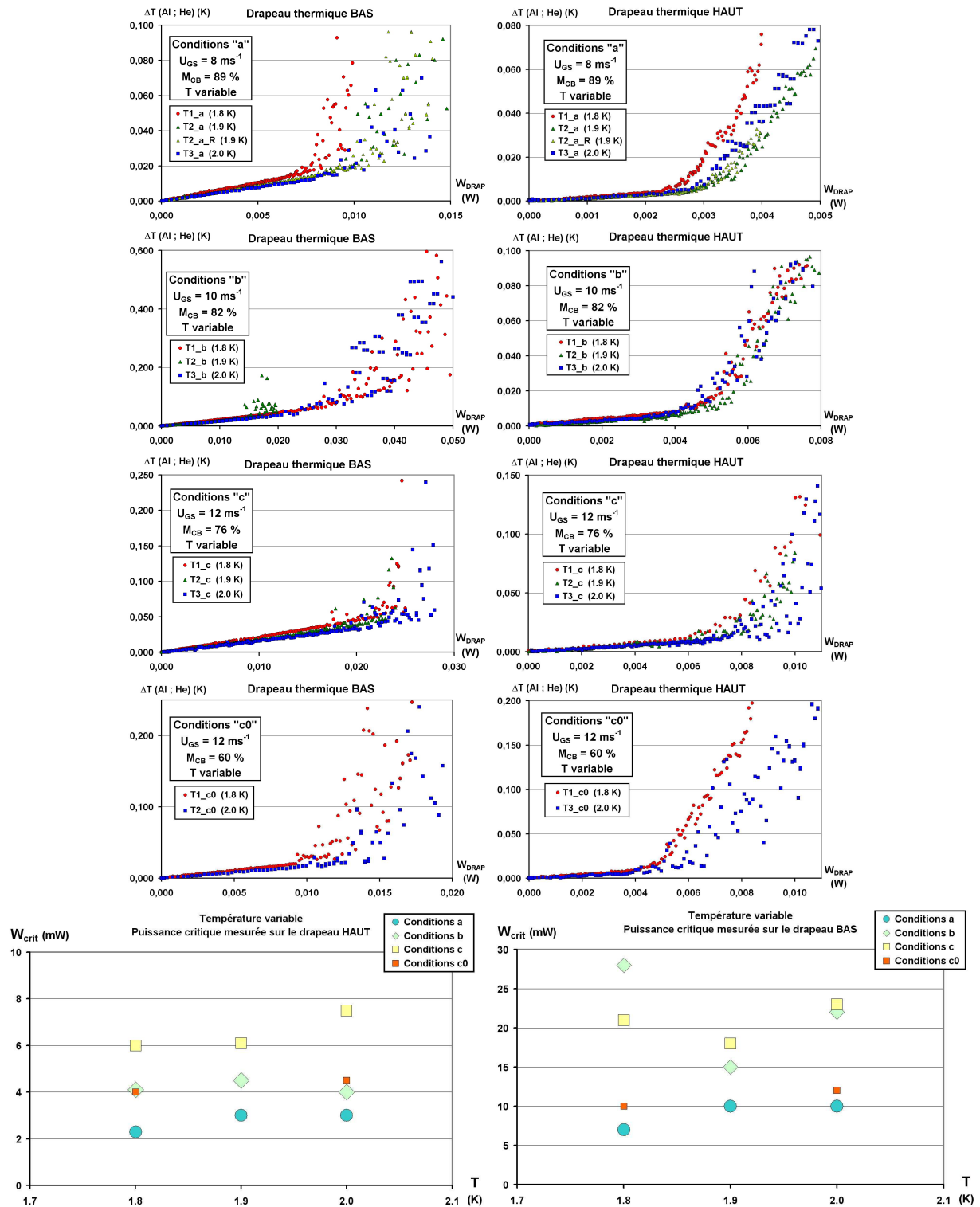


FIG. 6.38 – Mesures effectuées sur chacun des drapeaux thermiques pour les différentes configurations de l'explosion en densité vapeur.

bas, elle, a un comportement plus étrange.



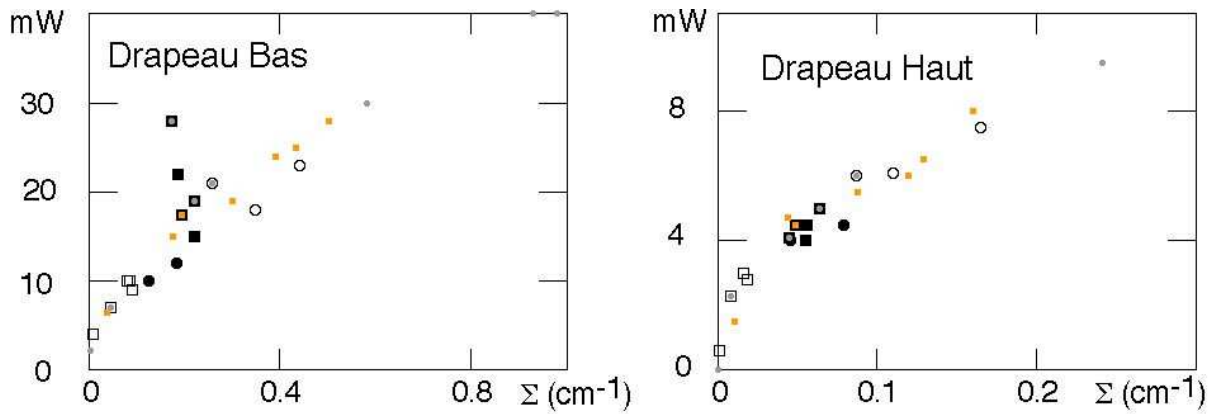


FIG. 6.39 – Comparaison de la réponse des drapeaux thermiques à la densité en regard du brouillard pour l'ensemble des points en superfluide. Cette figure montre que la température influe sur la puissance frigorifique du brouillard principalement par l'intermédiaire de la densité interfaciale. Les gros symboles correspondent aux points à température variable : conditions "a" carrés ouverts; conditions "b" carrés pleins; conditions "c" ronds ouverts; conditions "c0" ronds pleins. Les petits carrés correspondent aux points à niveau variable ( $10 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $1.85 \text{ K}$ ) et les petits ronds aux points à vitesse variable ( $75\text{-}85\%$ ,  $1.8 \text{ K}$ ). Les points marqués par deux symboles appartiennent à deux séries.

Comme pour les capteurs capacitifs, il est plus facile de dégager une tendance générale en traçant l'ensemble des mesures de puissance critique en fonction de la densité interfaciale en regard de chaque drapeau thermique. La figure 6.39 montre ainsi que l'évolution en température pour le drapeau haut se fait essentiellement le long d'une courbe unique, commune à toutes les conditions superfluides. Comme dans le cas des capteurs capacitifs, le comportement non monotone avec la température dans les conditions "b" ne fait pas s'écarter significativement de cette courbe. Pour le drapeau thermique bas, on a le même type de comportement, mais avec plus de dispersion, surtout dans les conditions "b". Comme nous l'avons déjà indiqué lors de l'étude de l'influence de la vitesse, nous soupçonnons que les écarts observés pourraient être liés au fait que le capteur bas est assez proche de l'interface liquide-vapeur.

### 6.6.5 Conclusions sur l'effet de la densité vapeur

En conclusion, les expériences à niveau liquide et vitesse vapeur fixes permettent de montrer qu'augmenter la densité de la vapeur entraîne :

- une augmentation de l'atomisation (au plus linéaire avec la densité vapeur)
- une hausse modérée, mais sensible, de l'échange thermique et de l'épaisseur de liquide déposée en paroi.



## 6.7 Résultats de l'étude par granulométrie laser (PDPA)

### 6.7.1 Objectifs de l'étude et principales conclusions

Le PDPA donne accès à la vitesse axiale et à la taille des gouttes individuelles. Ces données nous intéressent à deux titres. D'une part, pour évaluer le flux de liquide transporté par le brouillard et comparer son pouvoir frigorifique à celui mesuré expérimentalement, d'autre part pour étudier l'influence des différents paramètres thermohydrauliques (vitesse, densité du gaz, nature normale ou superfluide du liquide) sur le processus d'atomisation de l'hélium.

Dans un premier temps, nous présentons nos mesures sur l'axe de la conduite, car ce sont elles qui ont été systématiquement réalisées pour l'ensemble des conditions explorées. Dans un second temps, nous décrirons les explorations complètes de la section de la conduite, que nous avons réalisées dans quelques conditions particulières pour déterminer les éventuelles différences entre l'axe et les positions des capteurs capacitifs ou thermiques.

Les conclusions essentielles de nos mesures peuvent être résumées comme suit :

- La vitesse axiale sur l'axe de la conduite est légèrement plus élevée que la vitesse superficielle, rapport du flux de vapeur à la section de la conduite. Ceci résulte de l'existence de gradients de vitesse. Dans le plan vertical médian, la vitesse est maximale au voisinage de l'axe. Quand on se rapproche horizontalement des parois, la vitesse croît ou décroît selon l'altitude.
- La mesure du diamètre des gouttes soulève plus de questions. Sur l'axe, le diamètre semble augmenter avec la vitesse et la densité du gaz. Ce résultat est confirmé indirectement en combinant les mesures de densité interfaciale avec l'information sur la densité de gouttes fournie par le PDPA. Il suggère que le processus fixant la taille des gouttes pour l'hélium n'est pas le scénario classique d'atomisation par le cisaillement du gaz. Une incertitude demeure néanmoins parce que les densités de gouttes sont élevées, ce qui peut créer des artefacts.
- Entre 10 et 30 mm d'altitude, nos études de profil montrent que les variations de diamètre et de vitesse des gouttes entre le centre de la conduite et les parois restent modérées. Si la vitesse d'impact des gouttes est liée, soit à la vitesse axiale des gouttes, soit à sa fluctuation, les flux déposés, à une altitude donnée, sont du même ordre sur les parois et sur les capteurs suspendus.

- A vitesse sur l'axe donnée, l'état normal ou superfluide du liquide n'influence pas le profil de vitesse. Il existe un effet sur le diamètre, mais qui pourrait être lié à la variation de la densité de la vapeur avec la température.

### 6.7.2 Vitesse sur l'axe de la conduite

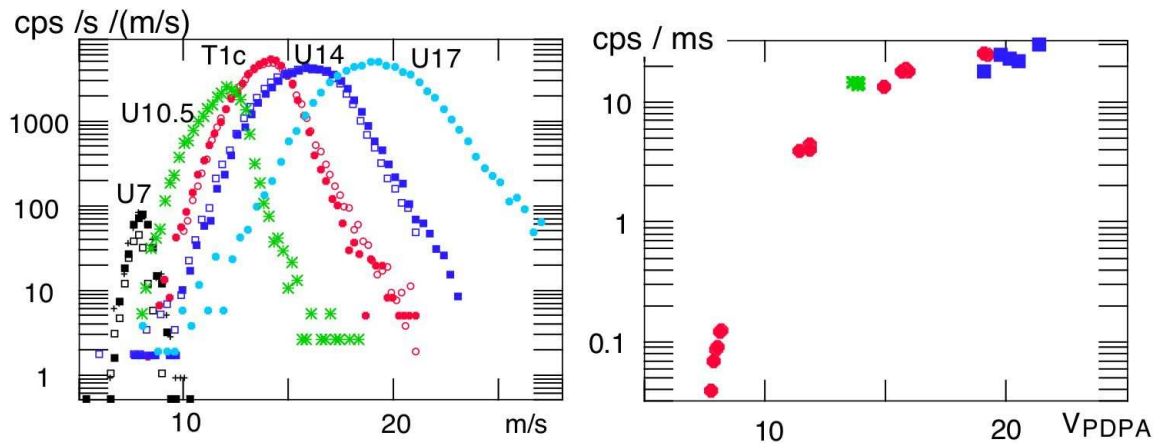


FIG. 6.40 – (a) Histogrammes de la vitesse des gouttes sur l'axe de la conduite pour différentes vitesses moyennes : les cinq courbes correspondent aux points U7, U10.5, U14 et U17 à 1.8 K, et au point T1c (histogramme central, vitesse moyenne sur la section de la conduite de 12 m.s<sup>-1</sup>, 1.8 K, niveau comparable à U17). L'échelle verticale est le nombre de coups détectés par seconde, pour une classe de vitesse, divisé par la largeur en vitesse de la classe considérée. Il s'exprime donc en coups par seconde et par (m.s<sup>-1</sup>). (b) Nombre total de coups par milliseconde pour les mêmes points de vitesse (ronds), plus le point U17.6 (carrés), et le point T1c (étoile).

La figure 6.40a montre les histogrammes obtenus dans des conditions de vitesse moyenne croissante, pour un niveau liquide correspondant à 75 à 80% du quadrant inférieur et une température de 1.8 K. L'échelle verticale est le nombre de coups détectés et retenus par seconde et par (m.s<sup>-1</sup>) pour chaque classe de vitesses, multiplié par le rapport du nombre total de coups détectés au nombre total retenu par le PDPA (soit l'inverse du taux de validation, qui varie entre 50% et 95% pour ces données). En d'autres termes, on suppose ici que les coups rejetés ont la même distribution de vitesse que les coups retenus.

Si on s'intéresse d'abord à la hauteur des histogrammes, on constate qu'elle augmente entre 7 et 12 m.s<sup>-1</sup>, mais varie peu ensuite. Cependant, comme la largeur de l'histogramme croît également avec la vitesse, le nombre total de coups, lui, augmente régulièrement avec la vitesse, comme le montre la figure 6.40b. Ce résultat est compatible avec l'idée que la vitesse augmente l'atomisation.

La forme générale des histogrammes est proche d'une gaussienne. Pour interpréter ce fait, intéressons nous aux corrélations vitesse-diamètre, montrées figure 6.41. Cette figure montre

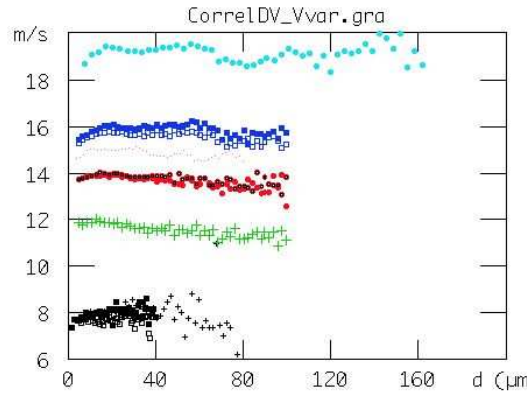


FIG. 6.41 – Corrélation diamètre-vitesse pour les différentes vitesses moyennes de la figure 6.40. La vitesse dépend peu du diamètre, ce qui montre que les gouttes sont entraînées à la vitesse du gaz.

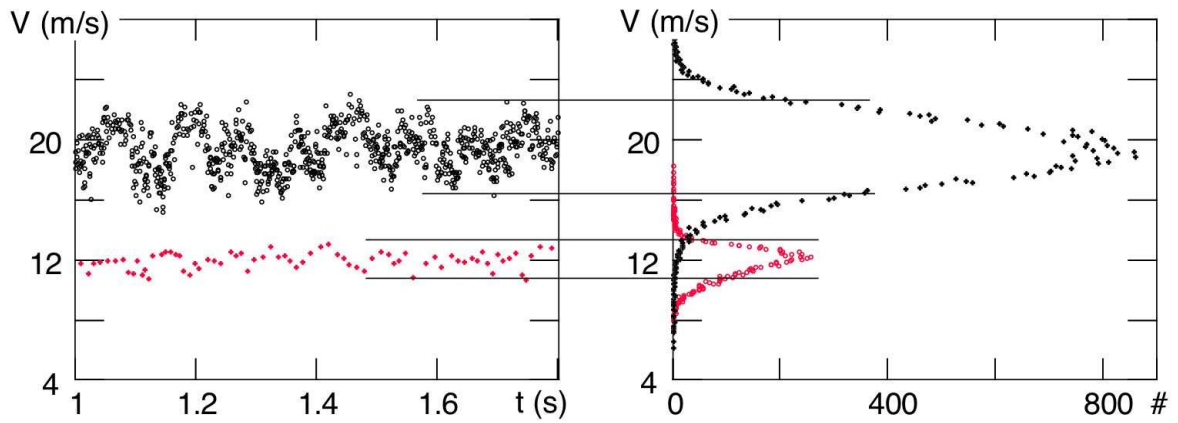


FIG. 6.42 – (a) Fluctuations temporelles de la vitesse axiale pour les points U10 et U17, mesurées en moyennant les mesures PDPA sur 50 gouttes détectées consécutivement. (b) Histogrammes correspondants. L'amplitude des fluctuations à l'échelle de temps de la centaine de ms est comparable à la largeur totale des fluctuations de vitesse.

que la vitesse axiale des gouttes dépend peu de leur diamètre dans une large gamme (quelques microns à une centaine de microns). Ceci implique que l'inertie des gouttes est négligeable, sans quoi les grosses gouttes seraient plus lentes que les petites. Dans ce cas, la vitesse moyenne des gouttes est la vitesse moyenne (locale) de l'écoulement. On note que la vitesse la plus probable est supérieure à la vitesse moyenne du gaz sur la section de la conduite. L'étude des profils de vitesse nous montrera qu'il existe effectivement un gradient de vitesse à travers la conduite. La comparaison, pour l'ensemble de nos données, de la vitesse sur l'axe à la vitesse moyenne est présentée figure 5.4.

Nous avons vérifié que la distribution de vitesse d'une classe donnée de diamètres ne dépend pas de la classe considérée. On en conclut que les gouttes sont assez petites pour suivre également les fluctuations de vitesse du gaz, et que les fluctuations de vitesse des gouttes sont celles du gaz.

Comme on est en régime turbulent, il semble alors normal que les histogrammes mesurés soient gaussiens. Cependant, si on se réfère au §3.2.3, on s'attend à ce que l'échelle de temps des fluctuations de vitesse soient de l'ordre de quelques ms. Si on utilise les données brutes du PDPA pour déterminer une vitesse instantanée (moyennée sur 50 gouttes successives), une partie importante des fluctuations s'avère survenir sur une échelle de temps de l'ordre de 0.1 s (figure 6.42), ce qui correspond à une distance de corrélation axiale de l'ordre du mètre. Soit les fluctuations turbulentes sont corrélées sur des échelles de temps (et de distance) supérieures à celles attendues, soit les fluctuations mesurées proviennent de conditions d'injection non stationnaires. Dans ce cas, les fluctuations turbulentes intrinsèques seraient inférieures à celles mesurées. Dans la suite, nous supposons que les fluctuations mesurées sont bien intrinsèques.

Dans le prochain chapitre, nous comparerons le pouvoir frigorifique du brouillard au flux de liquide estimé à partir des données optiques. Cette comparaison nécessite de connaître la vitesse d'impact des gouttes en paroi. Faute d'une mesure directe, on pourrait espérer que la vitesse radiale des gouttes au voisinage immédiat des parois en fournisse une bonne indication. La géométrie du PDPA et des accès optiques ne permettant pas une telle mesure, nous nous placerons dans l'hypothèse d'une turbulence isotrope de la vapeur. La vitesse radiale est alors de l'ordre de la fluctuation r.m.s. de la vitesse axiale de la vapeur.

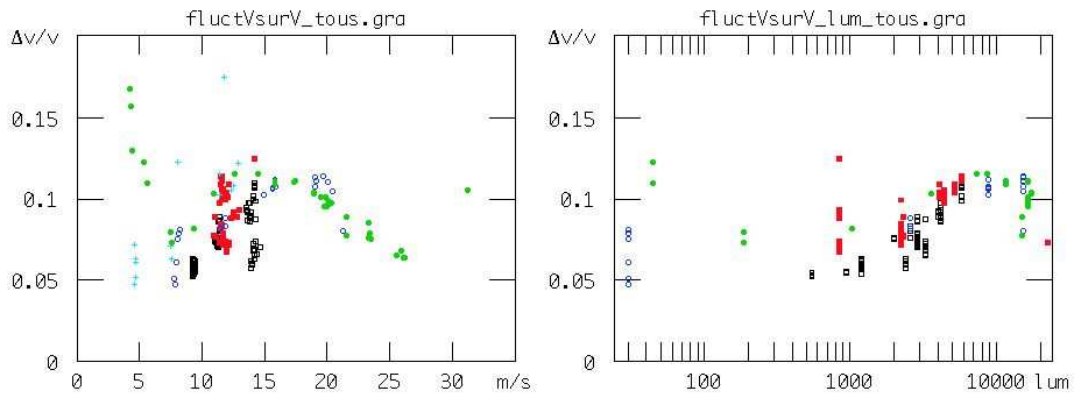


FIG. 6.43 – Fluctuations de vitesse axiale pour l'ensemble des conditions. Les carrés pleins correspondent aux points de vitesse variable, et ceux ouverts à  $T$  variable. Les ronds ouverts sont les points de niveau variable, et les fermés ceux de la montée en puissance du 8/12 (vitesse croissante et niveau décroissant). Enfin, les croix correspondent aux points à 2.24 K en fluide normal. Les fluctuations relatives de vitesse sont représentées (a) en fonction de la vitesse moyenne, et (b) en fonction de l'intensité lumineuse diffusée pour un des faisceaux du PDPA, telle qu'elle est mesurée par la CCD.

Le taux de fluctuation (fluctuation r.m.s normalisée par la vitesse moyenne) est représenté en fonction de la vitesse dans la figure 6.43a, pour les points de l'étude en vitesse et, également, pour les autres conditions. Globalement, le taux de fluctuation est de 5 à 10% de la vitesse axiale, ce qui est typique en régime de turbulence développée. C'est pourquoi nous supposons que les

fluctuations mesurées sont bien intrinsèques. Ce taux augmente toutefois significativement avec la vitesse, ce qui est plus surprenant. En fait, à vitesse fixe, on observe que le taux de fluctuation augmente avec le niveau (série à niveau variable, conditions  $T_c$  et  $T_{c0}$ ), donc avec l'atomisation. De même, pour les points à vitesse variable, la fluctuation diminue aux grandes vitesses, quand le niveau baisse. Ceci suggère que le facteur qui influe sur le taux de fluctuation pourrait plutôt être l'atomisation (qui augmente avec la vitesse). La figure 6.43b montre, qu'effectivement, le taux de fluctuation augmente avec la luminosité d'un des faisceaux du PDPA (proportionnelle à la densité locale d'interface), mesurée grâce à la caméra CCD qui filme le tube de verre (figure 6.47). Dans cette interprétation, l'interaction des gouttelettes avec le gaz augmenterait la turbulence de ce dernier.

### 6.7.3 Diamètre des gouttes sur l'axe de la conduite

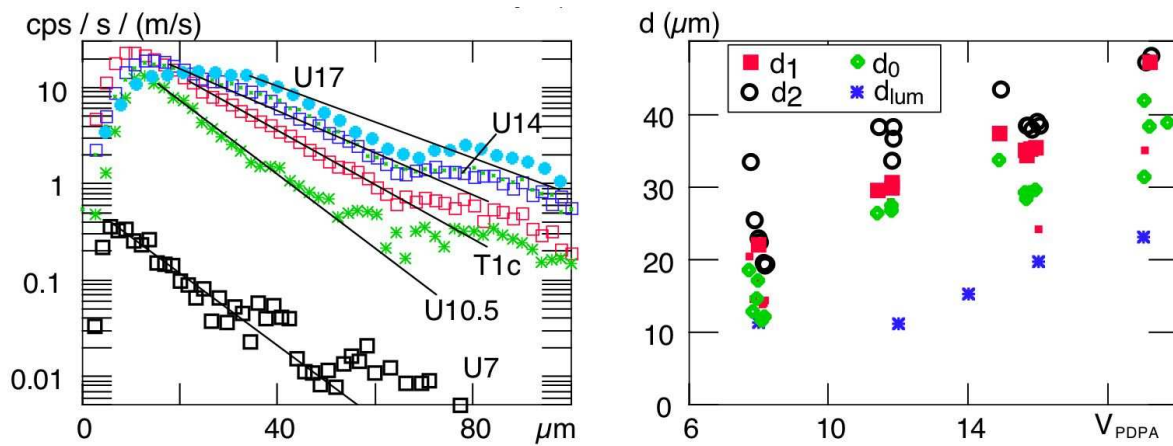


FIG. 6.44 – (a) Histogrammes de diamètre pour les points à vitesse variable (b) Dépendance en vitesse des diamètres caractéristiques déduits des histogrammes (voir texte) : carrés pleins :  $d_1$ , ronds ouverts :  $d_2$ , losanges  $d_0$  : étoiles : diamètres déduits de la densité interfaciale.

Les figures 6.44a et 6.45a présentent les histogrammes de diamètre obtenus pour les points à vitesse variable de la figure 6.40, et les points de niveau liquide variable à  $1.85 \text{ K}$  et  $12 \text{ m.s}^{-1}$ . L'échelle verticale est le nombre de coups détectés et retenus par seconde dans chaque classe, divisé, comme pour les histogrammes de vitesse, par le taux de validation (entre 45% et 75% pour ces données), ainsi que par la largeur de la classe en  $\mu\text{m}$  et la vitesse moyenne de la classe. La quantité obtenue est donc proportionnelle à la densité volumique de gouttes pour chaque classe de diamètre. Les histogrammes ont une allure exponentielle entre 10 et  $50 \mu\text{m}$ . Par rapport à une exponentielle pure, on observe un déficit de coups aux diamètres inférieurs à une dizaine de  $\mu\text{m}$ . L'ampleur de ce déficit diminue quand on augmente la tension appliquée aux photomultiplicateurs, ce qui montre qu'il provient au moins partiellement de la difficulté

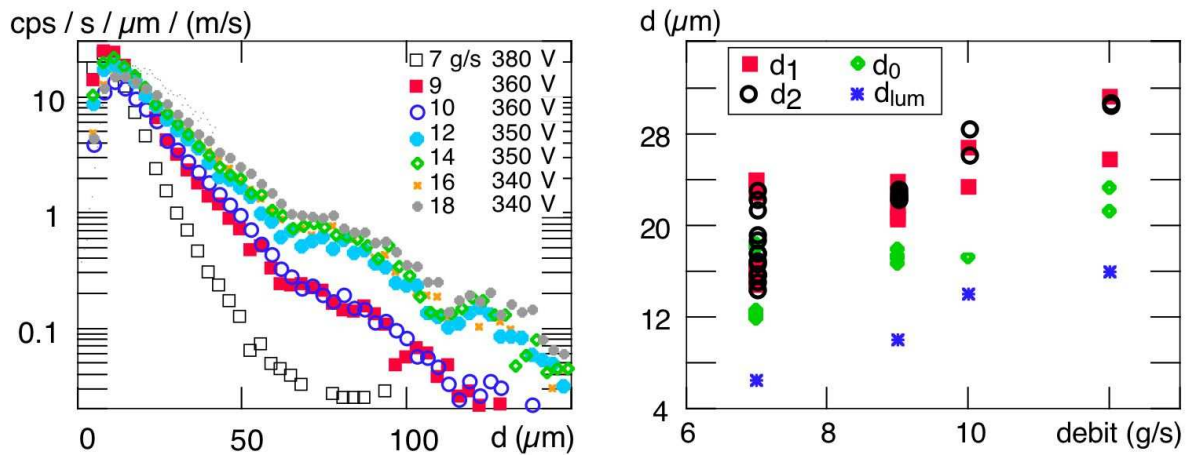


FIG. 6.45 – (a) Histogrammes de diamètre pour les points à niveau variable : la tension appliquée aux photomultiplicateurs est indiquée. (b) Dépendance en niveau (débit) des diamètres caractéristiques déduits des histogrammes ; mêmes symboles que pour la figure 6.44b.

à détecter les petites gouttes. On observe également une décroissance moins rapide au-delà de 50 microns, qualitativement similaire à celle observée par Hong et al[14, 15] en injecteur eau-air (voir §3.1.4). Il n'est pas évident de déterminer si ce comportement est physique ou est un artefact.

Ces histogrammes montrent que le diamètre typique des gouttes est de l'ordre de 10 à 30  $\mu\text{m}$ , et qu'il augmente avec la vitesse ou le niveau liquide. Pour quantifier cet effet, on peut utiliser plusieurs diamètres caractéristiques :

- le diamètre moyen de la distribution de gouttes, calculé à partir de l'histogramme des diamètres et de la corrélation vitesse-taille,  $d_1 = \frac{\sum N(d)d/v(d)}{\sum N(d)/v(d)}$  où  $N(d)$  et  $v(d)$  sont le nombre de coups et la vitesse moyenne pour les particules de diamètre  $d$ .  $d_1$  est donc le diamètre moyen associé à l'histogramme de tailles normalisé comme dans la figure 6.44.  $v(d)$  dépendant peu de  $d$ ,  $d_1$  est voisin du diamètre moyen de l'histogramme brut des tailles.
- le diamètre  $d_2 = \left(\frac{\sum N(d)d^2/v(d)}{\sum N(d)/v(d)}\right)^{1/2}$ , représentatif de la densité interfaciale portée par les gouttes.
- l'inverse  $d_0$  de la pente de l'histogramme (en coordonnées semi-logarithmiques) dans sa région linéaire ( $N(d) \propto \exp(-d/d_0)$ ). Son intérêt est d'être moins sensible à des artefacts de la distribution à grand diamètre que  $d_1$ , et, surtout  $d_2$ .

Ces différents diamètres sont reportés dans les figures 6.44b et 6.45b.  $d_1$  est supérieur à



$d_0$  à cause du comportement non exponentiel de l'histogramme aux grands diamètres, mais ces diamètres augmentent tous deux avec la vitesse et le niveau.

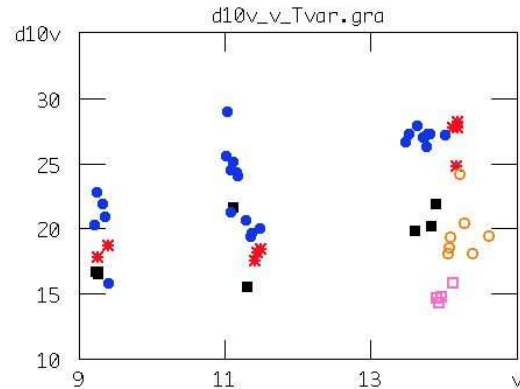


FIG. 6.46 – Dépendance en vitesse du diamètre moyen  $d_1$  pour les différentes températures de la vapeur et les conditions a,b,c : carré plein: 1.80 K, étoile: 1.90 K: rond plein: 2.0 K: les carrés et les ronds ouverts correspondent aux conditions de bas niveau T1c0 et T3c0.

Les valeurs trouvées pour  $d_1$  varient entre 15 et 40  $\mu\text{m}$ , ce qui correspond à des nombres de Weber entre 1 et 5 environ selon les conditions. En ordre de grandeur, ces valeurs sont compatibles avec ce que nous attendions à partir des expériences en eau-air (§3.1.4).

L'augmentation avec la vitesse est par contre choquante, puisque on se serait attendu à une diminution (comme l'inverse de la vitesse). On pourrait incriminer le fait que les mesures sont effectuées à mi-hauteur de la conduite. En effet, comme discuté au §3.2.3, la hauteur de stratification varie comme l'inverse du carré du diamètre des gouttes, et est proportionnelle à la vitesse. En augmentant la vitesse, le diamètre mesuré à mi-hauteur pourrait effectivement augmenter, les grosses gouttes étant mieux soulevées par la vapeur.

L'augmentation du diamètre avec le niveau liquide pourrait alors résulter du fait que lorsque la différence de hauteur entre le point d'observation et l'interface diminue, on peut détecter les grosses gouttes qui restent proches de l'interface.

Les explorations verticales que nous décrivons plus loin montrent effectivement que le diamètre augmente quand on se rapproche de l'interface, mais que l'effet semble insuffisant pour expliquer la forte différence de diamètre entre, par exemple, les niveaux N7 et N9. Par ailleurs, ces explorations montrent, qu'à une altitude de 11 mm, le diamètre tend également à augmenter avec la vitesse, alors qu'on devrait être moins sensible à la stratification.

L'influence de la vitesse reste donc surprenante. Il en est de même de celle de la densité vapeur. La figure 6.46 montre le comportement de  $d_1$  en fonction de la vitesse, pour les



différentes températures et niveaux étudiés. On retrouve l'augmentation en fonction de la vitesse (bien que le niveau baisse corrélativement), et, pour les conditions c à  $12 \text{ m.s}^{-1}$ , l'augmentation en fonction du niveau. De plus, pour des conditions de vitesse et de niveau données, le diamètre mesuré tend à augmenter entre 1.8 et 2 K, alors que la densité de la vapeur augmente d'un facteur 1.7. Là encore, un schéma classique d'atomisation semble en défaut, puisqu'il prédit une taille de gouttes inversement proportionnelle à la densité de la vapeur (§3.1.4).

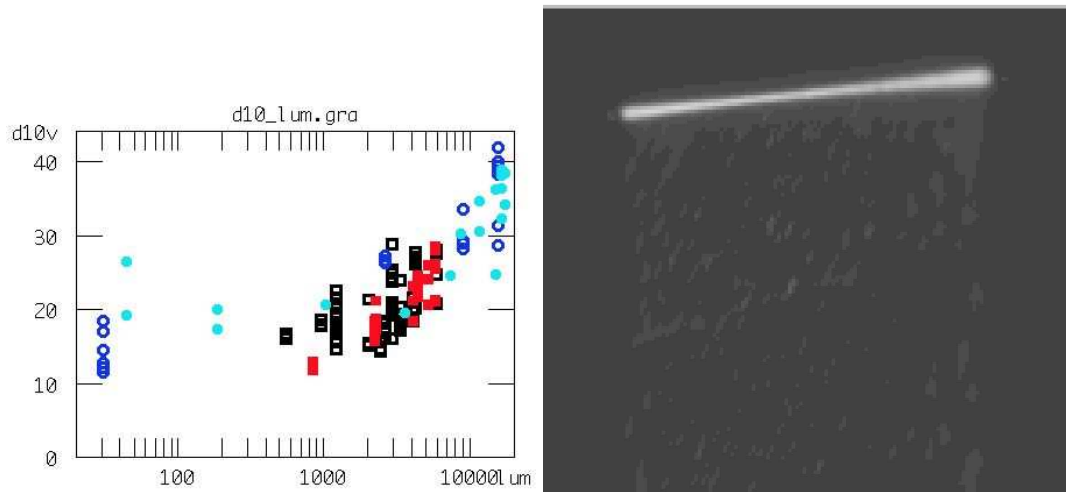


FIG. 6.47 – Diamètre moyen  $d_1$  en fonction de la densité interfaciale, mesurée à partir des images (photo) d'un des faisceaux PDPA, pour l'ensemble des conditions superfluides. Carrés ouverts : points à température variable, carrés pleins : niveau variable; ronds ouverts : vitesse variable ; ronds pleins : montée en puissance du 8/12.

En fait, comme dans le cas des fluctuations de vitesse, nos données donnent l'impression que la densité de gouttes influe sur les diamètres mesurés. Ainsi, la figure 6.47 montre que le diamètre tend à augmenter avec la densité interfaciale. Ceci peut indiquer, soit que la coalescence jouerait un rôle dans les diamètres obtenus, soit l'existence d'un artefact, lié à une forte densité excessive de gouttes.

On peut penser à plusieurs sortes d'artefacts. En premier lieu, à forte densité de gouttes, l'électronique du PDPA indique plus d'évènements saturant les PM, ce qui nous a souvent conduit à diminuer la tension appliquée. Dans ces conditions, on détecte moins bien les petites particules et on biaise la distribution de diamètres vers les grandes valeurs. Cependant, dans les quelques cas où nous avons travaillé à tension constante des PM, les diamètres mesurés montrent toujours une augmentation avec la densité de gouttes. Cette explication n'est donc pas suffisante (même si, rétrospectivement, il aurait fallu éviter ce biais). Un second effet est celui de la présence simultanée de plusieurs gouttes dans le volume de mesure. La largeur des faisceaux étant de l'ordre de 200 microns, le temps de vol d'une goutte à travers ce volume est de  $20 \mu\text{s}$  pour une vitesse typique de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ . Les taux de comptage (validés ou non) mesurés à forte

densité vont de 10000 à 30000 coups par seconde, soit un intervalle moyen entre coups de 30 à 100  $\mu\text{s}$ . Une fraction significative des coups enregistrés correspond alors à la présence simultanée de plusieurs particules dans le volume de mesure. Si on a deux particules de diamètres du même ordre, leurs bouffées Doppler sont d'amplitude comparable et le coup est probablement identifié comme double, donc non validé. Expérimentalement, le taux de validation diminue effectivement quand le nombre de coups augmente : les meilleurs taux enregistrés à forte vitesse ne sont que de 50%, à comparer à 80% à 7  $\text{m.s}^{-1}$ , dans des conditions d'atomisation faible. Par contre, lorsqu'on a une goutte nettement plus grosse que l'autre, le signal Doppler est dominé par l'intensité qu'elle diffuse, et il est possible qu'il soit validé, avec comme diamètre celui de la grosse goutte. Cet effet conduit à sous estimer le nombre de petites gouttes, et à surestimer le diamètre moyen.

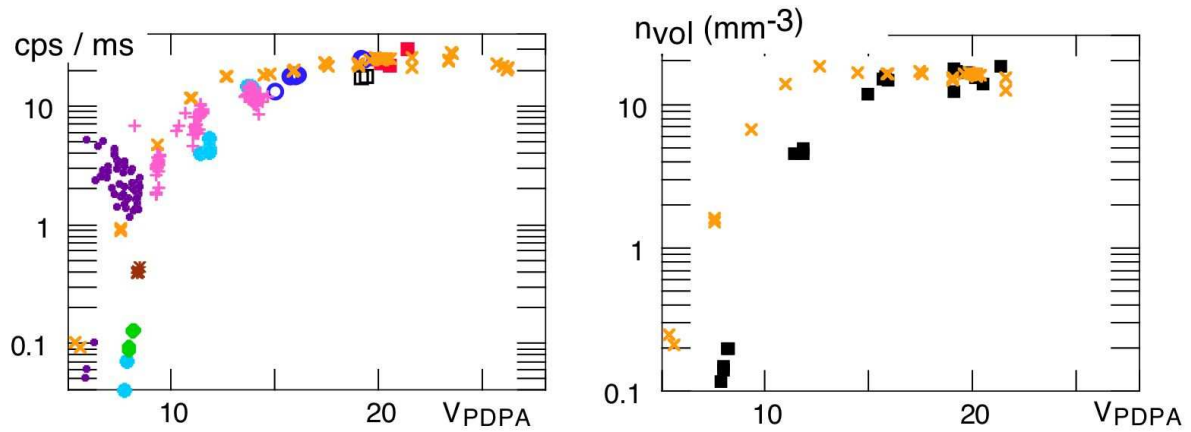


FIG. 6.48 – (a) taux de comptage (en coups par milliseconde) et (b) densité volumique de gouttes (nombre par  $\text{mm}^3$ ) pour les points à vitesse variable.

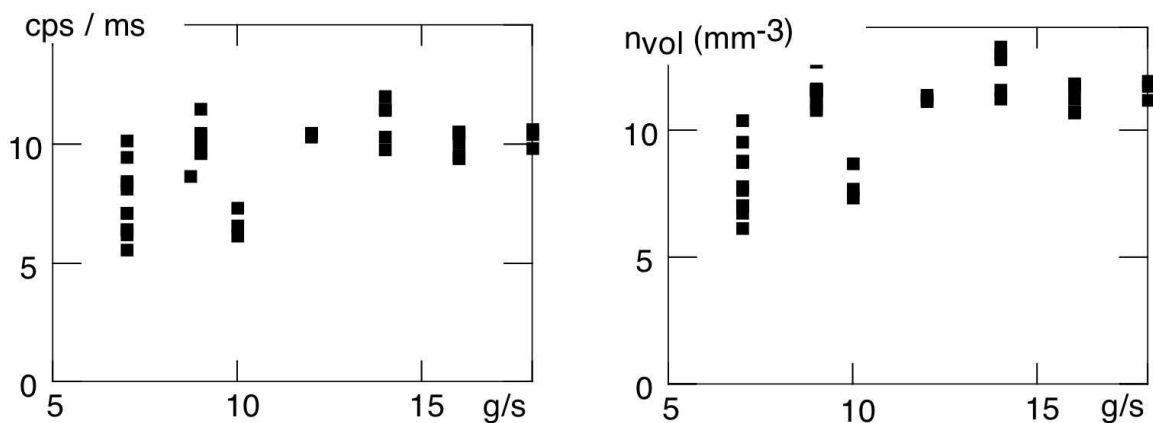


FIG. 6.49 – (a) taux de comptage (en coups par milliseconde) et (b) densité volumique de gouttes (nombre par  $\text{mm}^3$ ) pour les points à niveau variable.

Pour tenter d'évaluer l'impact de ce biais, nous avons comparé le diamètre moyen  $d_2$  tiré du

PDPA à celui déduit de la densité interfaciale, mesurée à partir de l'intensité des images d'un des faisceaux du PDPA. On définit ainsi  $d_{lum}$  tel que

$$\Sigma = n\pi/4d_{lum}^2 \quad (6.2)$$

où  $n$  est la densité volumique de gouttes.  $n$  peut être estimé à partir du nombre de coups par seconde mesuré par le PDPA,  $\dot{N}$ , comme

$$n = \frac{\dot{N}}{v.S} \quad (6.3)$$

où  $S$  est la section de passage associée au volume de mesure. Cette quantité n'est pas facile à définir: comme les faisceaux ont un profil gaussien, elle augmente à la fois avec le seuil de sensibilité des photomultiplicateurs, et la taille des gouttes détectées. Sur les images, on mesure une largeur à mi hauteur du profil gaussien des faisceaux de l'ordre de  $140 \mu\text{m}$ . Nous avons pris ce chiffre comme valeur approximative de la hauteur de la section de passage. La largeur de la section de passage, elle, est bien définie: elle est fixée par la largeur de fente de sélection ( $100 \mu\text{m}$ ) au niveau des détecteurs, divisée par le grandissement (0.7) du système d'imagerie et par le sinus de l'angle d'observation ( $\sin 15^\circ$ ), et vaut environ  $550 \mu\text{m}$ . Les figures 6.48 et 6.49 donnent les taux de comptage, et la densité volumique de gouttes correspondante de gouttes en fonction de la vitesse et du niveau, respectivement. On notera que, pour les points à vitesse variable, l'augmentation de diamètre de U7 à U10.5 se fait pour un nombre de coups par seconde qui reste modéré, si bien que les problèmes de comptage multiple ne peuvent probablement pas être mis en cause.

Les figures 6.44b et 6.45b donnent les diamètres moyens  $d_{lum}$  ainsi déduits (étoiles), pour les conditions de vitesse et de niveau variable. Aussi bien l'ordre de grandeur du diamètre que son évolution avec la vitesse ou le niveau sont compatibles avec les résultats donnés par le PDPA. Plus généralement, la figure 6.50 montre une bonne cohérence entre les deux déterminations de diamètres moyens (par la granulométrie PDPA et par l'intensité diffusée) pour l'ensemble des conditions en superfluide. L'accord obtenu sur la valeur absolue peut être fortuit (une erreur de 50% sur la section de passage est possible), mais le fait que le diamètre  $d_{lum}$  augmente bien avec la vitesse et le niveau semble un argument en faveur de la réalité physique de ces phénomènes. Pour conclure de façon certaine, il faudrait estimer théoriquement l'impact des erreurs de comptage multiple, qui conduisent à sous évaluer le nombre de coups mesurés, et donc à surévaluer le diamètre  $d_{lum}$ .

Que conclure de ces analyses? Tout d'abord, il est certain que les diamètres des gouttes sont largement distribués, le diamètre minimal étant inférieur à la dizaine de microns, ce qui

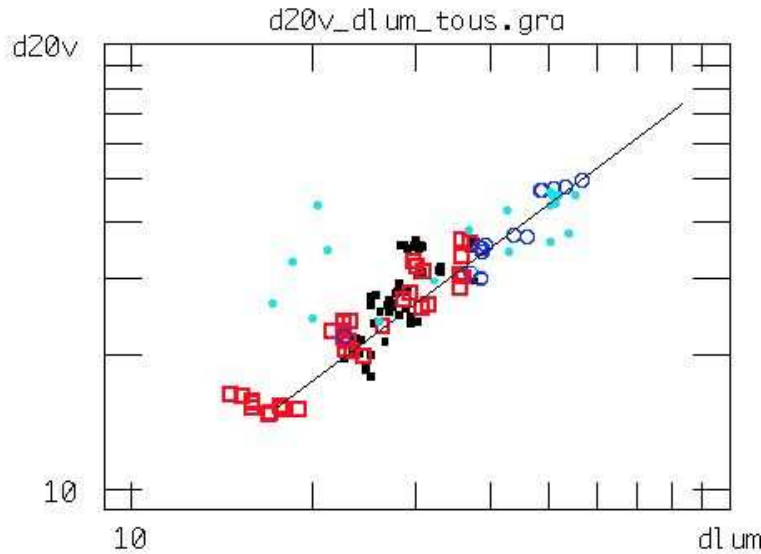


FIG. 6.50 – Comparaison entre le diamètre  $d_2$  déduit du PDPA et celui de l'intensité diffusée et du taux de comptage PDPA. La droite correspond à l'égalité des diamètres. De façon équivalente, cette figure indique que la densité interfaciale calculée à partir des données PDPA (diamètre et taux de comptage) est proportionnelle à celle mesurée à partir de l'intensité moyenne diffusée (l'égalité dépend du choix de la section de passage).

correspond à un nombre de Weber de l'ordre de l'unité. Par ailleurs, même si les problèmes liés aux forts taux de comptage empêchent de conclure sans ambiguïté que la vitesse et la densité du gaz augmentent la taille des gouttes, il nous paraît peu vraisemblable que ces problèmes puissent masquer la forte diminution de diamètre attendue lorsque ces paramètres augmentent. Une interprétation possible serait que l'atomisation dans l'hélium diffère de l'image traditionnelle. Au niveau de l'interface, on aurait création de petites gouttes de diamètre très inférieur à celui correspondant à un nombre de Weber de l'ordre de la dizaine. Ces gouttes coalesceraient ensuite pour donner les gouttes observées, et ce, d'autant plus efficacement que leur concentration, donc la vitesse de la vapeur ou le niveau liquide, seraient plus élevés. On peut noter qu'un tel mécanisme est invoqué en eau-air pour expliquer l'influence du débit liquide injecté sur les diamètres (§3.2.5). Confirmer directement cette hypothèse nécessiterait, d'une part, des modèles précis, d'autre part une imagerie des gouttes individuelles au voisinage de l'interface, ce qui est certainement très difficile.

#### 6.7.4 Profils PDPA

Nous avons réalisé des profils verticaux et horizontaux des distributions de diamètre et de vitesse dans 5 conditions d'écoulement superfluide, résumées dans le tableau 6.4. Ces conditions diffèrent principalement par la vitesse, entre 8 et 19  $\text{m.s}^{-1}$  sur l'axe. La température est de  $1.8 \pm 0.05$  K, le niveau varie entre 75% et 85% du quadrant inférieur. En outre, des profils ont été

date	T	point	$W_1$	$U_{GS}$	$U_{PDPA,C}$	$\dot{m}$	$M_{CB}$
11.19	1.8	1911 ( $\simeq$ U14)	180	14.5	14.5-15	12.4	82
11.24	1.8	( $\simeq$ N09, T1b)	133	10.9	11.9	9.0	76
12.06	1.85	N10	140	9.65	11.0	10.0	85
12.13	1.75	1.75 K	75	7.55	8.4	6.6	84.5
12.14	1.8	U17.6	223	17.6	19	15.4	75
12.10	2.33	2.33K	320	7.1	8.3	18.2	83.5

TAB. 6.4 – Caractéristiques des profils PDPA.

réalisés pour un écoulement normal à 2.33 K, de même vitesse sur l'axe que le point 1.75 K en HeII.

### Profils verticaux

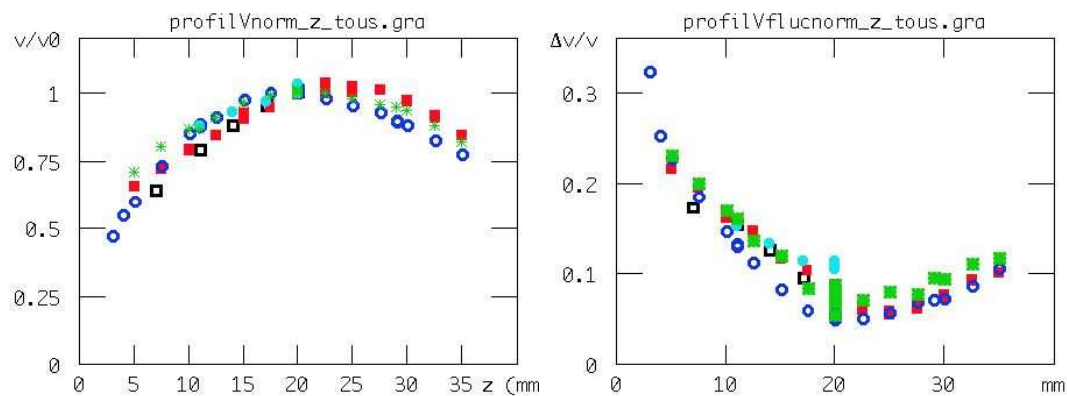


FIG. 6.51 – (a) Profil vertical de vitesse et (b) fluctuations associées. Carrés ouverts  $11.8 \text{ m.s}^{-1}$  (2411) pleins  $11 \text{ m.s}^{-1}$  (N10), ronds ouverts  $8 \text{ m.s}^{-1}$  (1.75 K, 1312), fermés  $19 \text{ m.s}^{-1}$  (1412), étoiles  $8 \text{ m.s}^{-1}$  à 2.33 K (1012).

La figure 6.51a présente les profils de vitesse obtenus sur le diamètre vertical de la conduite. Les points ont été normalisés par leur valeur sur l'axe. Le premier point remarquable est que ce profil est loin d'être presque plat, comme on s'y attendrait pour un écoulement gazeux de même nombre de Reynolds. C'est un effet typique d'un écoulement diphasique. Quand on s'éloigne de l'axe, la vitesse chute plus vite dans la partie basse de la conduite que dans la partie haute, comme observé en eau-air[21, 22, 23]. Les profils obtenus sont assez proches, pour des vitesses, donc des situations d'atomisation très différentes, ce qui suggère que c'est uniquement

la nature diphasique de l'écoulement, et pas l'interaction avec le brouillard, qui joue. On remarque aussi que la nature superfluide du liquide n'a aucune influence sur le profil de vitesse de la vapeur. Ce n'est pas étonnant car, d'une part l'interface n'est pas lisse (donc le flux gazeux est nécessairement freiné par le liquide, indépendamment de sa viscosité), et d'autre part, le liquide se comporte vis à vis de la vapeur, compte tenu de leur différence de vitesse, comme un fluide visqueux.

Contrairement à sa valeur moyenne, les fluctuations (absolues comme relatives) de la vitesse augmentent lorsqu'on s'éloigne de l'axe (figure 6.51b). Là encore, l'effet est plus marqué dans la partie basse du tube, ce qui suggère que l'interaction entre la vapeur et les gouttes contribue à ces fluctuations. Selon la vitesse moyenne, les fluctuations relatives sont 3 à 5 fois plus grandes au voisinage de la surface du liquide qu'au centre de la conduite.

Notons enfin que les gradients de vitesse comme de fluctuations sont plus modestes dans la région centrale de la conduite, celle où sont suspendus les capteurs capacitifs et thermiques. La chute de vitesse par rapport à l'axe n'y est que de 20% environ, et l'augmentation des fluctuations (absolues) est du même ordre. Utiliser la vitesse et la fluctuation mesurées sur l'axe sont une approximation raisonnable pour évaluer le flux de matière incident sur ces capteurs.

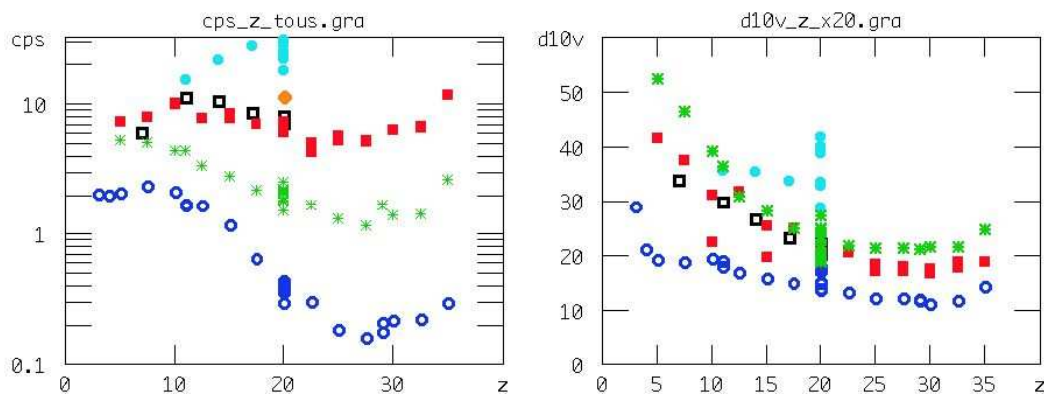


FIG. 6.52 – (a) Profil vertical de taux de comptage et (b) de diamètre. Carrés ouverts  $11.8 \text{ m.s}^{-1}$  (2411) pleins  $11 \text{ m.s}^{-1}$  (N10), ronds ouverts  $8 \text{ m.s}^{-1}$  (1.75 K, 1312), fermés  $19 \text{ m.s}^{-1}$  (1412), étoiles  $8 \text{ m.s}^{-1}$  à 2.33 K (1012).

La figure 6.52 donne les profils verticaux du taux de comptage (validé ou non) et du diamètre  $d_1$ , acquis simultanément aux profils de vitesse de la figure 6.51. Pour le taux de comptage au centre du tube, on retrouve l'évolution monotone en vitesse discutée au §6.7.3, sauf pour le point à 2.33 K, où on compte plus de gouttes qu'à 1.75 K, alors que les profils de vitesse sont les mêmes. Cette différence peut être due, soit à l'effet de la densité de la vapeur sur l'atomisation (3.6 fois plus élevée à 2.33 K qu'à 1.8 K), soit à la nature normale du liquide. Nous reviendrons

sur ce point au paragraphe suivant, quand nous comparerons systématiquement normal et superfluide. Dans la partie basse du tube, si on laisse de côté le point à plus forte vitesse (U17.6), le taux de comptage diminue avec l'altitude, comme on s'y attend compte tenu de la stratification de la densité interfaciale. Par contre, dans la partie haute du tube, on observe une remontée du taux de comptage, d'autant plus marquée que la vitesse est élevée.

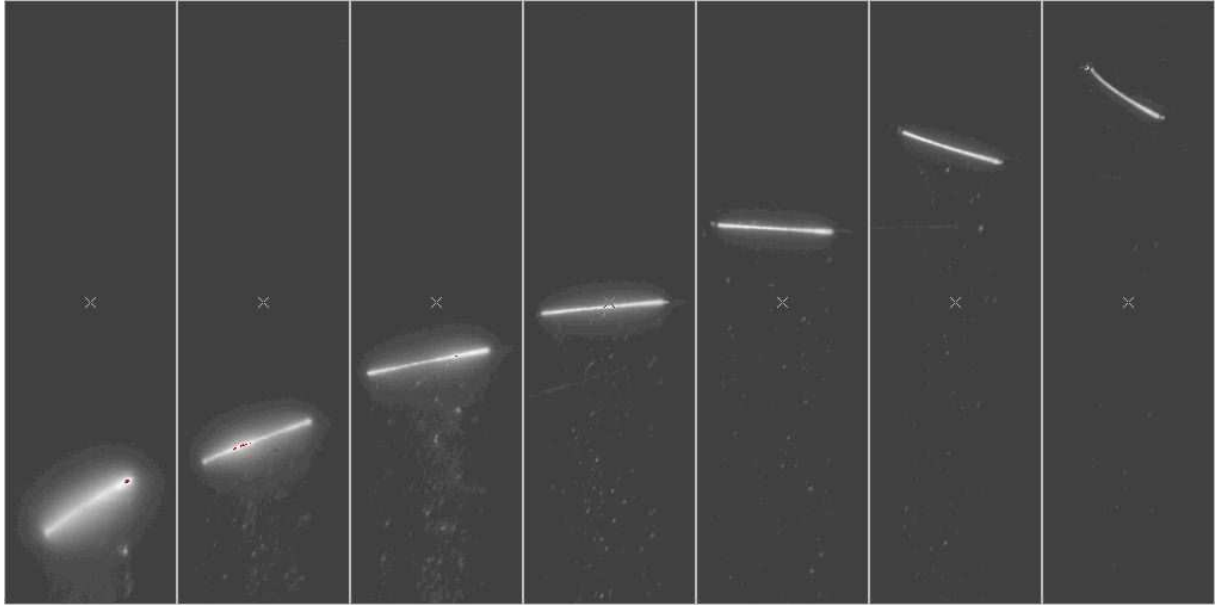


FIG. 6.53 – Mise en évidence de la diminution de la concentration de gouttes avec l'altitude. Les images montrent l'intensité diffusée pour le point T2c lorsqu'on balaie verticalement le PDPA dans la conduite (en utilisant un seul faisceau). Les altitudes sont 5, 10, 16, 20, 26, 32, 36 mm. Le transfert de trame permet d'imager les gouttes individuelles qui ont traversé le faisceau pendant le temps total de transfert. Le temps de transfert d'une ligne,  $4 \mu\text{s}$ , est plus faible que le temps de transit d'une goutte dans le "waist" du faisceau (une dizaine de  $\mu\text{s}$  à  $12 \text{ m.s}^{-1}$ ), ce qui explique que les gouttes soient 'étirées' en diagonale sur plusieurs lignes. La région située sous le vrai faisceau représente ainsi une vue de dessus (comprimée en largeur) des gouttes dans l'écoulement, dans une tranche dont la largeur est la conduite, l'épaisseur le "waist" du faisceau et la longueur le produit de la vitesse, du temps de transfert par ligne, et du nombre de lignes considéré. Toutes les images ont été réalisées avec le même gain (et un temps d'exposition croissant, ce qui change la brillance du faisceau, mais pas celle des gouttes en dehors). On peut ainsi directement voir que la densité de gouttes en diminue avec l'altitude.

Comme le diamètre moyen varie peu dans cette région (figure 6.52b), ce comportement devrait impliquer une remontée avec l'altitude de l'intensité moyenne diffusée, que nous n'observons ni avec la nappe, ni avec le laser vertical. De plus, les images d'un des faisceaux du PDPA montrent que la densité de gouttes observées avec la CCD diminue régulièrement quand on s'élève dans la conduite (figure 6.53). D'autre part, les profils observés à  $17.6 \text{ m.s}^{-1}$  impliquent une décroissance de la densité interfaciale quand on se rapproche du bas de la conduite, alors que les profils de nappe ou de laser vertical visualisent une augmentation. Pour tous ces cas, on a une incohérence entre les coups comptés par le PDPA et les profils d'intensité diffusée. Nous n'avons trouvé aucune explication possible à ce problème<sup>12</sup>, d'autant plus surprenant que, sur

12. Il a été découvert a posteriori, ce qui explique que nous n'ayons pas fait de tests destinés à comprendre son



l'axe, la figure 6.50 montrait une cohérence globale des deux types de mesure, pour un large ensemble de conditions. Les profils de densité interfaciale obtenus par l'intensité diffusée pourraient différer de ceux calculés à partir du PDPA si les gouttes étaient assez petites pour sortir du régime d'optique géométrique. Mais elles seraient alors trop petites (moins de  $5\ \mu\text{m}$ ) pour être détectées par le PDPA. Pour le cas de U17.6, et, éventuellement N10, on pourrait soupçonner un problème de comptage multiple, mais pour les points à 1.75 K et 2.33 K, les taux de comptage sont trop faibles pour que cette explication soit valable.

En partie basse de la conduite, le diamètre moyen augmente quand on se rapproche de l'interface. Ce comportement est compatible avec un effet de stratification plus marqué pour les grosses gouttes que les petites gouttes. Pour le point N10, cette augmentation fait que, malgré la faible variation du taux de comptage, la densité interfaciale calculée à partir du PDPA augmente quand l'altitude diminue, et ce en accord avec celle calculée à partir du profil de la nappe. Ainsi, en partie basse de la conduite, on n'a pas l'incohérence mentionnée ci-dessus pour la partie haute. Pour les points en superfluide, on note que l'augmentation du diamètre avec la vitesse, déjà discutée sur l'axe de la conduite, est encore plus nette aux basses altitudes. C'est pour cette raison que nous avons annoncé au §6.7.3 que la stratification ne peut expliquer l'effet de la vitesse sur la taille des gouttes. Cette observation ne permet cependant pas de trancher sur l'origine de cet effet, coalescence ou artefact dû à une trop forte densité de gouttes.

### Profils horizontaux

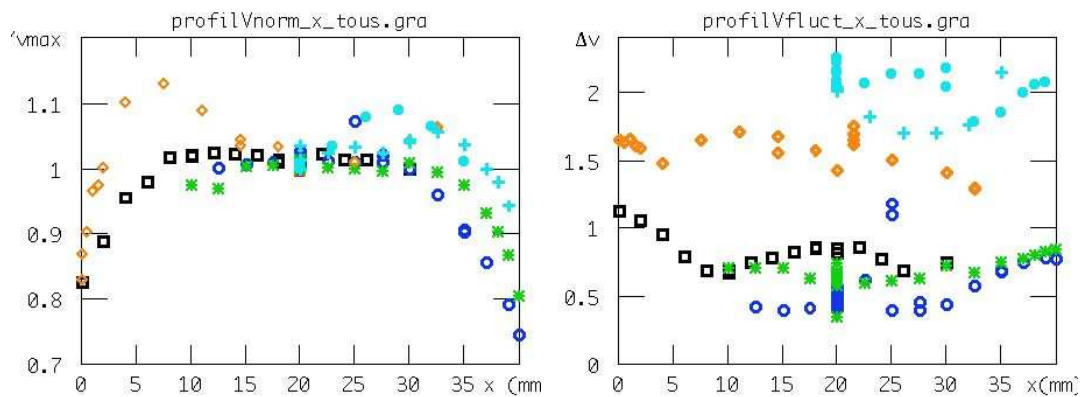


FIG. 6.54 – (a) Profil horizontal (à mi hauteur) de la vitesse et (b) de ses fluctuations relatives. Carrés ouverts  $11.8\ \text{m.s}^{-1}$  (2411) pleins  $11\ \text{m.s}^{-1}$  (N10), ronds ouverts  $8\ \text{m.s}^{-1}$  (1.75 K, 1312), ronds fermés et croix  $19\ \text{m.s}^{-1}$  (1412, deux traversées successives), losanges  $15\ \text{m.s}^{-1}$  (1911) étoiles  $8\ \text{m.s}^{-1}$  à 2.33 K (1012).

Aux vitesses inférieures à  $15\ \text{m.s}^{-1}$ , le profil horizontal de vitesse à mi-hauteur de la conduite est plat sur environ la moitié du diamètre, puis chute quand on s'approche des bords. Ce

profil est donc plus proche de ce qu'on attend pour du gaz turbulent que ne l'était le profil vertical. Aux fortes vitesses, on observe systématiquement que la vitesse passe par un maximum entre le centre et les bords de la conduite. La position de ce maximum ne semble pas stable dans le temps : elle varie en effet entre deux traversées successives pour le point U17.6.

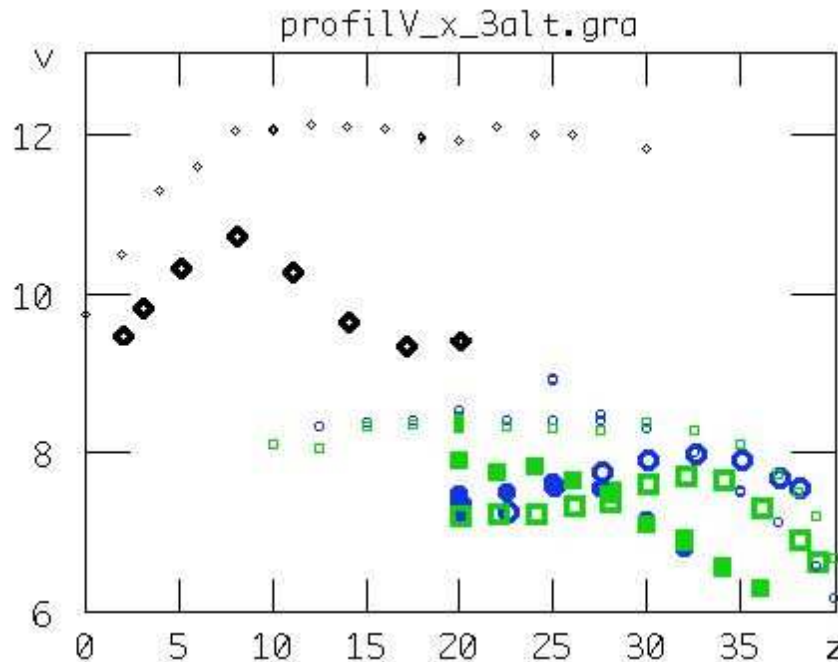


FIG. 6.55 – (a) Profil horizontal (à 11 et 29 mm) de la vitesse et (b) de ses fluctuations relatives. Les symboles pleins correspondent aux profils à une altitude de 29 mm, les gros symboles ouverts aux profils à 11 mm, et les petits symboles ouverts rappellent les données à mi-hauteur. Losanges  $11.8 \text{ m.s}^{-1}$  (2411) ronds ouverts  $8 \text{ m.s}^{-1}$  (1.75 K, 1312), carrés ouverts  $8 \text{ m.s}^{-1}$  à 2.33 K (1012).

Un maximum similaire est également observé à plus faible vitesse, à plus basse altitude (11 mm) sur la figure 6.55. La même figure montre, qu'au contraire, à plus haute altitude (29 mm), la vitesse décroît dès qu'on s'éloigne du plan médian de la conduite. La structure de l'écoulement présente donc une certaine corrélation avec les profils de densité interfaciale déterminés figure 6.17, avec une chute de la vitesse dans les régions où la densité interfaciale présente un maximum local (sur l'axe de la conduite à basse altitude, et sur les parois à haute altitude). Le fait que l'existence d'un maximum de vitesse hors de l'axe à mi-hauteur dépende de la vitesse (donc de l'atomisation) suggère que le brouillard de gouttelettes affecte la structure de l'écoulement gazeux.

La figure 6.54b donne le profil des fluctuations à mi-hauteur, pour les différentes conditions. On note la présence de points "aberrants", ainsi qu'une non-répétabilité de certains résultats, ce qui empêche une analyse détaillée. On retiendra seulement que, pour tous les points étudiés, la

fluctuation de vitesse varie de moins d'un facteur 2 entre le centre et les parois, de même, qu'à vitesse moyenne donnée, entre l'état normal et l'état superfluide.

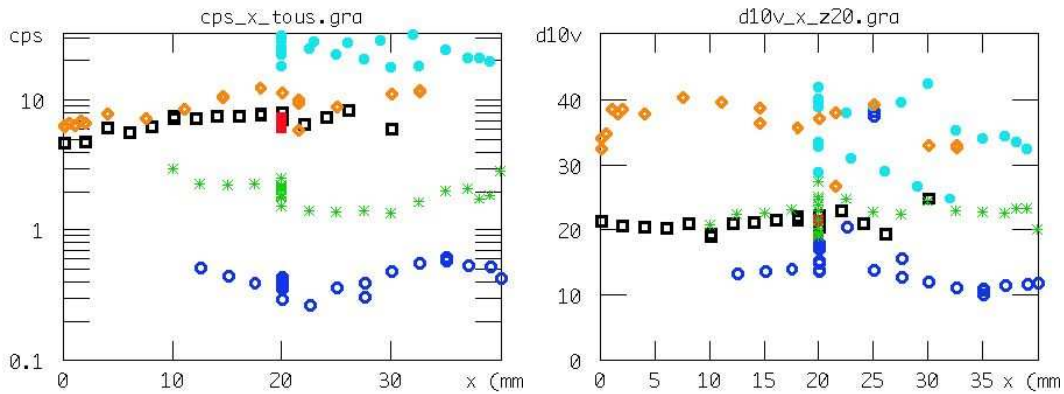


FIG. 6.56 – (a) Profil horizontal (à mi hauteur) de taux de comptage et (b) de diamètre. Carrés ouverts  $11.8 \text{ m.s}^{-1}$  (1911) pleins  $11 \text{ m.s}^{-1}$  (N10), rond ouverts  $8 \text{ m.s}^{-1}$  (1.75 K, 13/12), fermés  $19 \text{ m.s}^{-1}$  (14/12), étoiles  $8 \text{ m.s}^{-1}$  à  $2.33 \text{ K}$  (10/12).

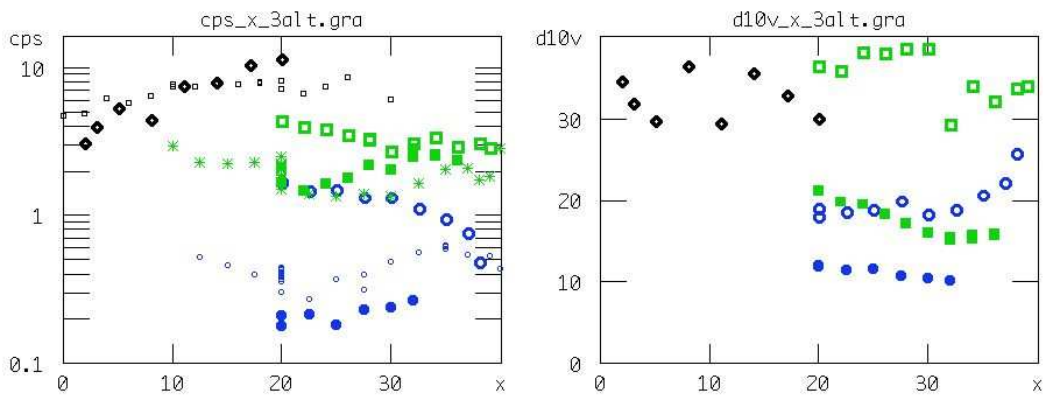


FIG. 6.57 –

(a) Profil horizontal (à 11 et 29 mm) de taux de comptage et (b) de diamètre. Mêmes symboles que pour la figure 6.55

Enfin, la figure 6.56 donne les profils horizontaux du taux de comptage (validé ou non) et du diamètre  $d_1$ , acquis simultanément aux profils de vitesse de la figure 6.52. Les deux quantités varient peu à mi-hauteur de la conduite. La figure 6.57 donne les profils horizontaux des mêmes quantités aux altitudes de 11 et 29 mm, soit 9 mm de part et d'autre de l'axe de la conduite. A l'altitude supérieure, les taux de comptage sont plus élevés sur les bords que sur le plan médian, et c'est l'inverse à l'altitude inférieure. Ces variations sont compatibles avec les images de la nappe (par exemple figure 6.17), qui montrent une langue centrale et des remontées sur les bords en haut de la conduite. Quant au diamètre, comme à 20 mm d'altitude, il ne semble pas varier de façon systématique avec la distance aux parois. Il est donc raisonnable de se baser sur

les mesures de diamètre sur le plan médian de la conduite pour évaluer les flux de gouttes sur les capteurs pariétaux.

## 6.8 Points en fluide normal

Même si le mode d'opération du LHC est uniquement en hélium superfluide, il est naturel de se poser la question de l'influence de la superfluidité à la fois sur l'atomisation, et, à atomisation donnée, sur l'épaisseur du film liquide déposé et sur son impact sur le transfert thermique.

Nous avons exploré ces questions lors de deux journées d'expériences. Dans la première journée, nous avons utilisé pleinement les capacités exceptionnelles de la station 400 W pour travailler à débit liquide maximal ( $>20 \text{ m.s}^{-1}$ ) et à très forte puissance (360 W). Nous avons fait varier la température à travers la transition superfluide jusqu'à 2.79 K. Au voisinage immédiat du point  $\lambda$  (2.17 K), le débit n'était pas stable, et il ne nous a pas été possible d'analyser quantitativement l'écoulement pulsé obtenu dans ces conditions. Nous avons pu réguler le débit de façon satisfaisante au dessus de 2.21 K, et avons alors étudié trois températures 2.25, 2.48, et 2.79 K, correspondant à des vitesses superficielles de la vapeur de 9.45, 6.6, et  $3.7 \text{ m.s}^{-1}$  (cette variation découlant de l'augmentation de la densité de la vapeur avec la température). Lors de la seconde journée, nous avons d'abord fixé la température dans la phase normale (2.52 K) et augmenté la puissance de chauffage à débit liquide fixe, pour voir si le seuil d'atomisation différait de celui trouvé dans l'expérience équivalente (§6.2) en phase superfluide. Puis, à 320 W, nous avons abaissé la température à 2.33 K, donc augmenté la vitesse et l'atomisation. Nous avons ensuite réalisé un point en superfluide à 1.75 K dans les mêmes conditions de vitesse et de niveau, pour permettre une comparaison directe. Le tableau 6.5 récapitule l'ensemble des conditions effectivement réalisées en fluide normal, ainsi que les points comparables en superfluide.

### 6.8.1 Atomisation du fluide normal

#### *Profils de densité interfaciale*

La figure 6.58 compare les profils de densité interfaciale mesurés en fluide normal et en superfluide, pour des vitesses croissantes et des niveaux aussi semblables que possibles.

La première constatation est qu'en fluide normal comme en superfluide, l'écoulement est stratifié. Ce n'est pas étonnant dans la mesure où la superfluidité des gouttes ne doit pas influencer sur le transport par la vapeur. Pour les vitesses élevées (8 et  $11.5 \text{ m.s}^{-1}$ ), la stratification est la

Date (yy.mm.dd)	$W_1$ (W)	$U_{GS}$ (m.s <sup>-1</sup> )	$U_{PDPA,C}$ (m.s <sup>-1</sup> )	$T$ (K)	$\dot{m}$ (g.s <sup>-1</sup> )	$C3$ (%)	$C4$ (%)	$C18$ (%)	HeII (v)	HeII ( $\Sigma$ )
04.12.03	360	9.45	11.4	2.23	23	88	24	33	-	N18
04.12.03	360	6.6	7.5	2.48	23	93	21	27	-	T3a
04.12.03	360	3.7	4.6	2.79	24	93	12	6	-	
04.12.10	320	7.1	8.3	2.33	18.2	83	12.5	19	1.75K	T3a
04.12.10	230	-	4.5	2.52	16	85	5	0	50W	-
04.12.10	320	5.1	6.3	2.52	16	95	10	0	60-80W	-

TAB. 6.5 – Caractéristiques des points en fluide normal. Le niveau liquide est évalué à partir de la capacité  $W_3$ . Les valeurs des capacités latérales 4 et 18 permettent d'évaluer les corrections à  $W_3$  dues au film ou aux vagues. Les deux dernières colonnes indiquent les points en superfluide correspondant à la même vitesse sur l'axe, ou au même degré d'atomisation, que le point considéré. La vitesse superficielle est calculée avec 10 W de pertes; la vitesse PDPA est mesurée sur l'axe de la conduite.

même en fluide normal et en superfluide, alors que la densité de la vapeur est très différente. On retrouve ici, sur un domaine plus large, la conclusion tirée de l'étude entre 1.8 et 2 K, à savoir l'indépendance de la hauteur de stratification par rapport à la température. Comme discuté au §3.2.3, cette hauteur est fixée par une compétition entre la chute des gouttes sous l'action de la gravité et leur entraînement par la vapeur turbulente. Elle fait alors intervenir la taille des gouttes, les fluctuations de vitesse de la vapeur, et la viscosité de la vapeur, qui dépend faiblement de sa température, mais pas de sa densité. Nos résultats peuvent alors s'expliquer si on suppose que la taille des gouttes et les fluctuations de vitesse turbulente dépendent peu de la température et de la densité de la vapeur. Nous verrons que l'étude au PDPA confirme cette hypothèse. Pour les vitesses plus faibles (4.5 et 6.3 m.s<sup>-1</sup>), l'écoulement normal apparaît plus stratifié que les écoulements approximativement équivalents en superfluide. Néanmoins, il s'agit ici de faibles niveaux de diffusion ( $L/l_{pm} < 10^{-2}$ ), pour lesquels des erreurs sont possibles.

La seconde observation est, qu'à vitesse égale et niveau comparable, l'atomisation en fluide normal est supérieure à celle en superfluide. La comparaison est directe pour les points 2.33 K et 1.75 K, et 2.24 K et N12. Pour les points à plus faible vitesse, les intensités diffusées en fluide normal et en superfluide sont similaires, alors que le niveau est nettement plus élevé en superfluide. Sachant que l'atomisation augmente avec le niveau, on en tire la même conclusion qualitative.

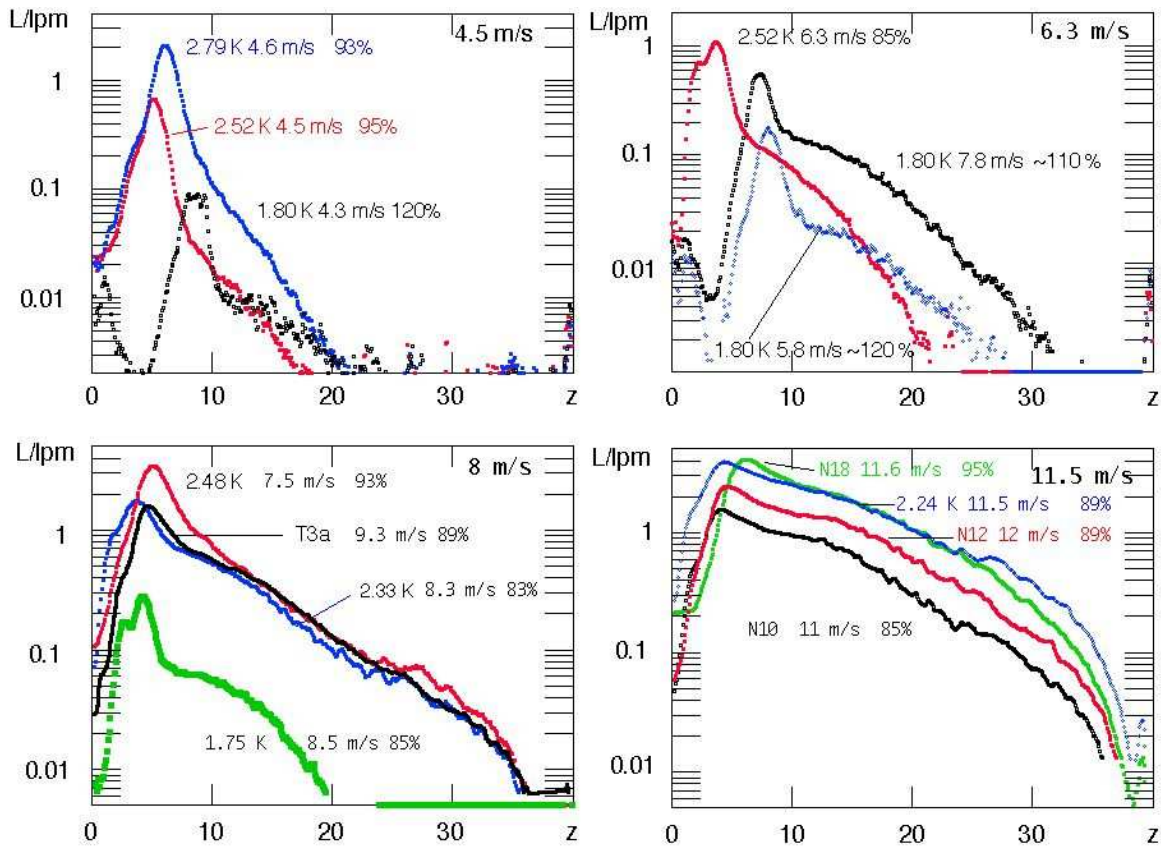


FIG. 6.58 – Comparaison entre les profils (nappe) de densité interfaciale en fluide normal et en superfluide, pour des vitesses croissantes de la vapeur. Les températures, vitesses, niveaux (exprimés en pourcentage du capteur capacitif  $W_3$ ) sont indiqués. L'ordonnée est égale au rapport du diamètre  $L=40$  mm du tube au libre parcours moyen. L'aire interfaciale portée par les gouttes (en  $\text{mm}^{-1}$ ) est donc  $1/20$  de cette quantité (en régime d'optique géométrique). Les points à 1.80 K (4.3, 5.8, 7.8  $\text{m.s}^{-1}$ ) sont ceux de la montée en puissance du 8/12 (50, 60 et 80 W).

A priori, cette différence peut provenir de l'augmentation de la densité de la vapeur, ou du changement de nature du fluide. Pour le point à 8  $\text{m.s}^{-1}$ , la densité interfaciale est un ordre de grandeur plus élevée à 2.33 K qu'à 1.75 K, pour un facteur 4 d'augmentation de la densité. Pour 11.5  $\text{m.s}^{-1}$ , l'augmentation de la densité interfaciale est seulement d'un facteur 2 à 3, pour un facteur 2.7 en densité (mais la vitesse un peu plus élevée du point N12 peut contribuer à diminuer l'effet d'augmentation dû à la température). En superfluide, nous avons vu que l'atomisation semblait augmenter linéairement avec la densité du gaz. Sur cette base, si le passage du superfluide au fluide normal a un effet sur l'atomisation, il est au plus d'un facteur 2.

Compte tenu de l'influence de la température sur l'atomisation, si on veut comparer, à vitesse vapeur et atomisation données, le pouvoir frigorifique du brouillard en régimes normal et superfluide, il faut utiliser des points de niveaux différents, de telle sorte que l'effet de la température sur l'atomisation soit compensé par celui du niveau. La figure 6.58 montre ainsi qu'on pourra comparer dans la suite les points 2.33 K et T3a, et 2.24 K et N18. Auparavant, il convient cepen-



dant de s'intéresser aux résultats du PDPA, en particulier aux tailles de gouttes.

### Résultats des études au PDPA

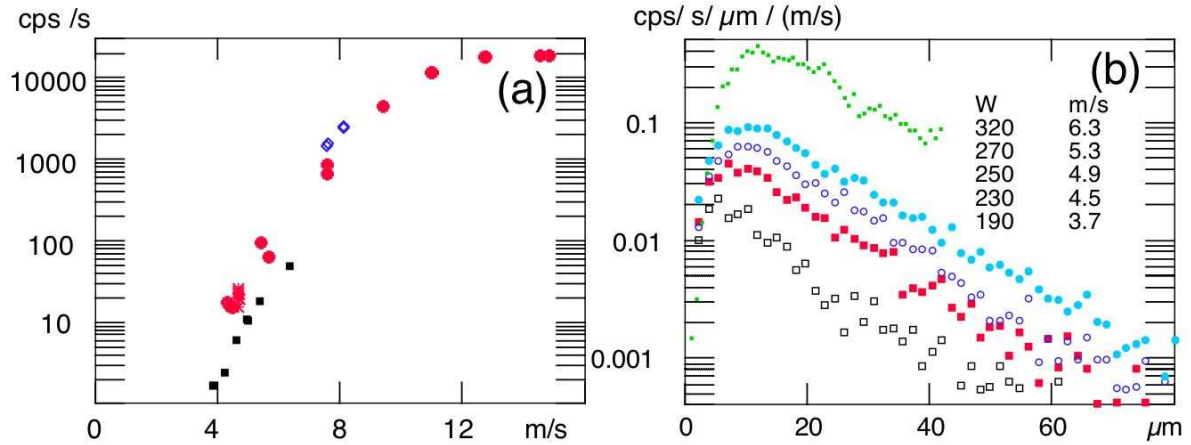


FIG. 6.59 – (a) Recherche d'un seuil d'atomisation: nombre de coups à mi-hauteur (validés ou non) lors des montées en puissance à 2.52 K (carrés) et 1.8 K (ronds), en fonction de la vitesse moyenne locale. Les étoiles correspondent aux points à 2.79 K et les losanges à 2.48 K. La tension sur les PM est de 380 V pour 2.48 K, 2.79 K, et 1.8 K aux faibles vitesses (elle diminue ensuite), et de 400 V pour les points à 2.52 K. Les faibles taux de comptage sont déterminés sur une durée de 400 s. (b) Histogrammes de diamètre pour des vitesses croissantes lors de la montée en puissance à 2.52 K.

**Seuil d'atomisation** Nous avons cherché à utiliser le PDPA pour déterminer une vitesse seuil d'atomisation, et voir si elle dépendait de la nature superfluide ou normale de l'hélium. La figure 6.59a présente ainsi le nombre de coups détectés par le PDPA à mi-hauteur, en fonction de la vitesse, pour les deux montées en puissance, à 1.8 K et 2.52 K. A vitesse donnée, le nombre de coups détectés, donc la densité de gouttes, est un peu plus faible à 2.52 K qu'à 1.8 K, ce qui pourrait résulter de la stratification plus marquée. Dans les deux cas, le nombre d'évènements, à vitesse modérée, semble varier exponentiellement avec la vitesse, si bien qu'il n'est pas possible de déterminer un seuil défini d'atomisation. Cependant, cette figure ne donne pas l'impression que l'atomisation est plus facile en fluide normal qu'en superfluide.

**Effet de la vitesse sur les tailles de gouttes** La figure 6.59b, elle, montre les histogrammes de diamètre obtenus pour des vitesses croissantes (à température fixe) lors de cette même montée en puissance. Comme en superfluide, on obtient des distributions exponentielles, dont la taille typique est de l'ordre de 10 à 20 μm. Cette taille semble essentiellement indépendante de la vitesse sur la plage accessible (3.6 à 6.3 m.s<sup>-1</sup>).

A vitesse plus élevée, nous pouvons comparer les différents points à 360 W et 23 g.s<sup>-1</sup>,



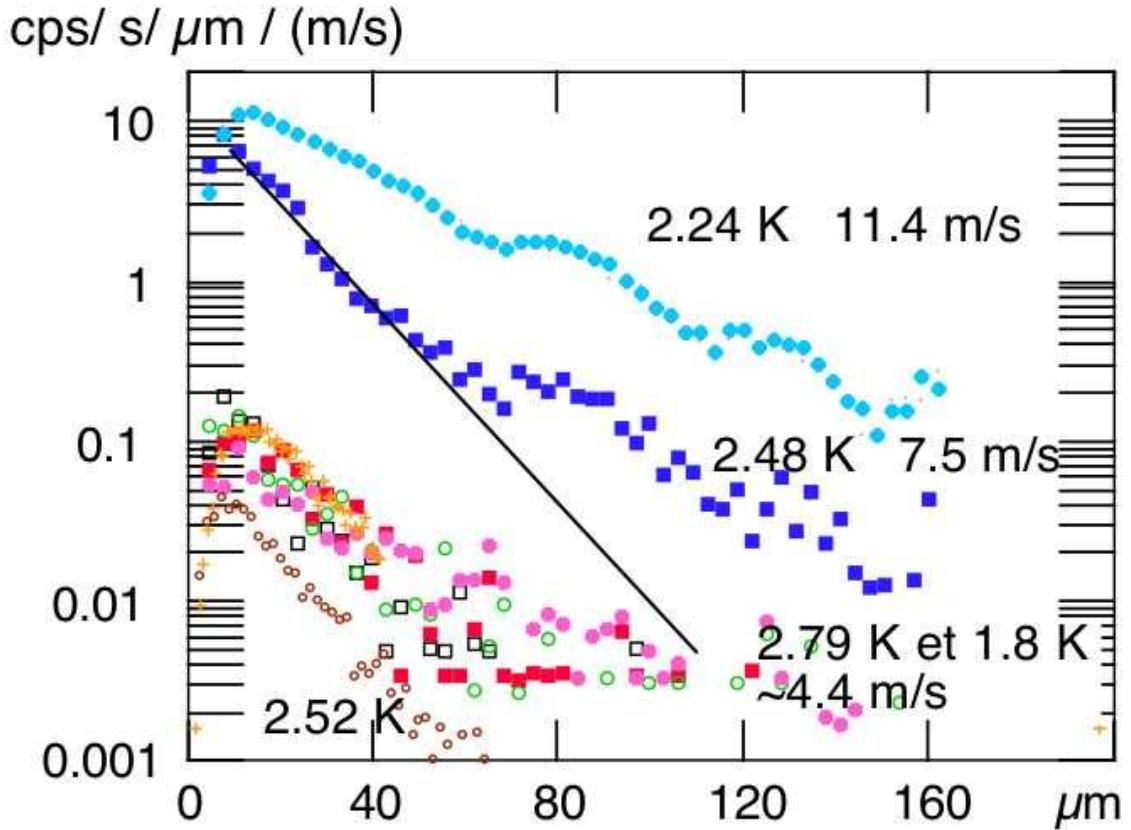


FIG. 6.60 – Histogrammes de diamètre pour les points à puissance et débit fixes, et température variable du 3.12. Les histogrammes à 2.79 K ( $4.6 \text{ m.s}^{-1}$ , carrés ouverts et fermés : temps de comptage 10 s, croix : 400 s) sont comparables à ceux à 1.8 K à une vitesse de  $4.3 \text{ m.s}^{-1}$  (ronds ouverts et fermés, point 50 W de la montée en puissance du 8/12). L'histogramme à 2.52 K et  $4.6 \text{ m.s}^{-1}$  est également montré.

montrés dans la figure 6.60. Pour ces points, le diamètre typique de la distribution augmente quand la température diminue de 2.79 K à 2.24 K, donc quand la vitesse sur l'axe augmente de  $4.6$  à  $11.4 \text{ m.s}^{-1}$ . Mais il faut prendre en compte le fait que température et niveau sont également variables. Pour le superfluide, nous avons vu que, si le niveau de liquide et la densité de la vapeur avaient un effet intrinsèque, c'était d'augmenter les diamètres mesurés. A puissance et débits fixés, ces deux paramètres croissent avec la température, si bien que leurs effets iraient en sens contraire du comportement observé. Le résultat net est que le diamètre augmente bien avec la vitesse vapeur (entre  $4.6$  et  $11.5 \text{ m.s}^{-1}$ ), comme dans le cas superfluide.

*Comparaison fluide normal et superfluide* Finalement, la figure 6.61 compare les histogrammes de taille et de vitesse pour les mêmes couples de points que la figure 6.58. Les histogrammes de vitesse montrent que, comme en superfluide, les fluctuations de vitesse augmentent avec la vitesse. Pour une même vitesse moyenne, les fluctuations sont similaires. La turbulence de la

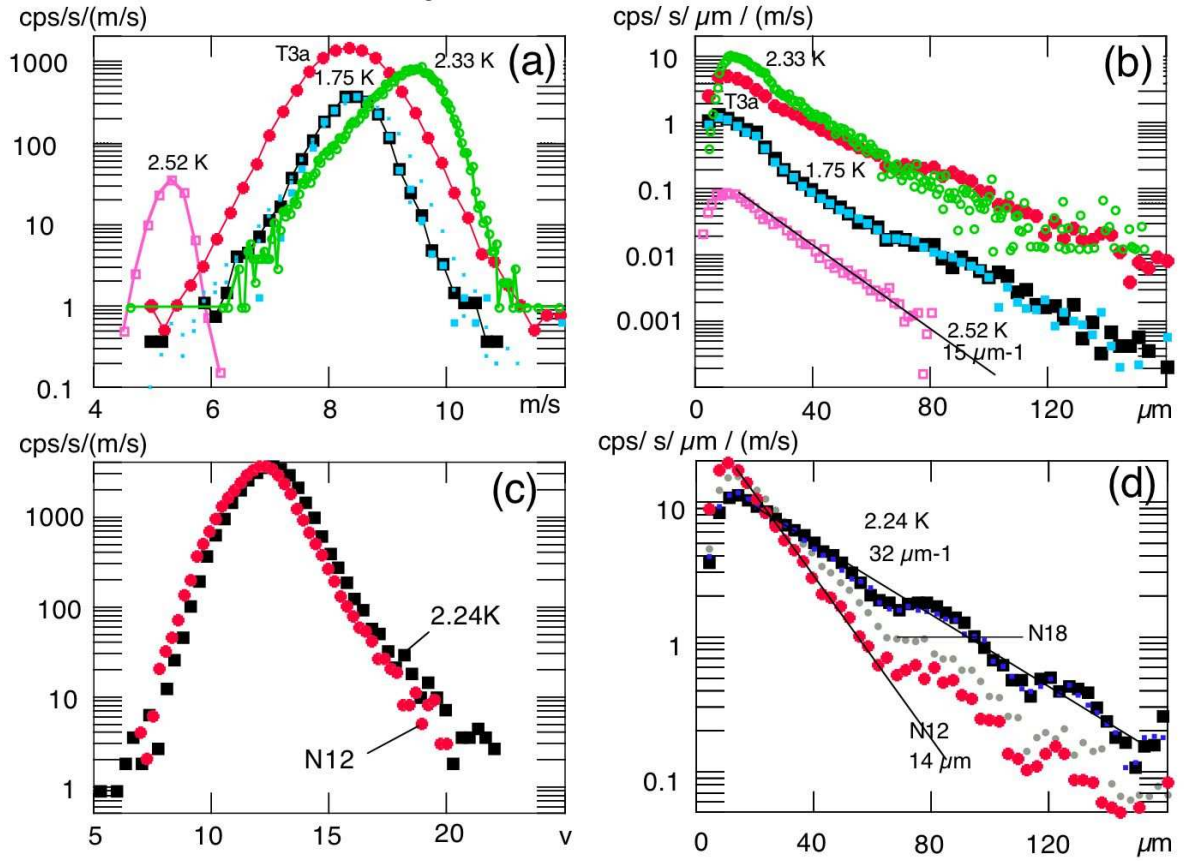


FIG. 6.61 – Histogrammes de vitesse et de taille: comparaison normal et superfluide. Les points sont ceux de la figure 6.58 à l'exception de celui à 2.52 K ( 270 W et  $5.3 \text{ m.s}^{-1}$  ).

vapeur n'est donc pas affectée par la nature superfluide du liquide stratifié ou des gouttes. A l'exception, déjà signalée, du point à 2.24 K, pour lequel le diamètre typique est plus élevé, les diamètres typiques sont du même ordre pour toutes les conditions.

Ainsi, les diamètres de gouttes semblent peu ou pas dépendre de la température (donc de la densité) de la vapeur, comme de la nature superfluide ou non du liquide. Là encore, ce résultat ne peut résulter d'un mécanisme classique d'atomisation, où le diamètre serait inversement proportionnel à la densité et à la vitesse de la vapeur, et conduit à nouveau à évoquer la possibilité d'un mécanisme de coalescence lorsque la densité de gouttes augmente. En tout état de cause, ce n'est pas la nature superfluide du liquide qui est en cause dans ce comportement inattendu.

### 6.8.2 Influence de la superfluidité sur le pouvoir frigorifique du brouillard et l'épaisseur de film

On peut tester l'influence de la superfluidité sur le transfert thermique dans trois conditions d'atomisation. A atomisation moyenne, les figures 6.58 et 6.61 montrent que l'on peut comparer directement les points 2.33 K et T3a : ces points ont la même vitesse moyenne sur l'axe, des fluctuations de vitesse très voisines, une distribution identique de diamètres, et les mêmes profils de densité interfaciale. On s'attend donc à ce que les flux de gouttes incidents soient semblables dans les deux cas. A plus forte atomisation, on peut comparer moins directement 2.24 K et N18. Leurs profils de densité interfaciale ont une forme similaire, mais le diamètre des gouttes est environ deux fois plus élevé pour 2.24 K que pour N18, si bien que le flux devrait être deux fois plus grand pour 2.24 K. Enfin, à faible atomisation, on peut comparer les points à 2.79 K et à 1.75 K (50 W), qui ont des densités interfaciales similaires à l'altitude du drapeau thermique bas.

La figure 6.62 montre d'abord les caractéristiques thermiques des drapeaux bas et haut pour 2.24 K et N18. La première observation est que le seuil est moins marqué en He I qu'en He II, spécialement pour le drapeau haut. En He II, le comportement linéaire initial, correspondant à un capteur complètement recouvert est bien identifiable, et la transition vers un échange gazeux se fait sur une gamme réduite de puissances. En He I, pour des puissances supérieures à celles indiquées par les flèches, on oscille entre un échange liquide et un échange gazeux. Ce comportement pourrait découler au moins en partie des fortes fluctuations de la densité interfaciale qu'on observe pour l'He I. Pour des temps de pose de 10 ou 30 ms, la fluctuation rms de l'intensité diffusée au niveau des drapeaux est de l'ordre de 60%, deux fois plus élevée qu'en He II <sup>13</sup>. Pour confirmer cette interprétation, il faudrait avoir déterminé le temps de réponse thermique des drapeaux et le temps de corrélation des fluctuations de densité interfaciale, ou, mieux, avoir pu mesurer simultanément la température des drapeaux, à puissance injectée fixe, et la densité interfaciale en regard (pas en amont dans la conduite !). Faute d'avoir réalisé de telles mesures, nous ne pouvons être plus affirmatifs.

La seconde observation est que les puissances seuil sont environ deux fois plus élevées en He II qu'en He I (alors que, rappelons le, on a l'inverse pour les flux incidents). Cependant, en He I, ces puissances seuil correspondent à la première apparition d'une surchauffe des capteurs,

---

13. Cette différence pourrait être intrinsèque, c'est à dire liée au passage de l'He II ou de l'He I, ou extrinsèque, provenant par exemple d'une moins bonne stabilité du débit. Il est possible qu'elle soit intrinsèque car les fluctuations de niveau (mesuré par la position du maximum d'intensité diffusée), ou de la vitesse vapeur, ne semblent pas plus importantes qu'en He I qu'en He II.

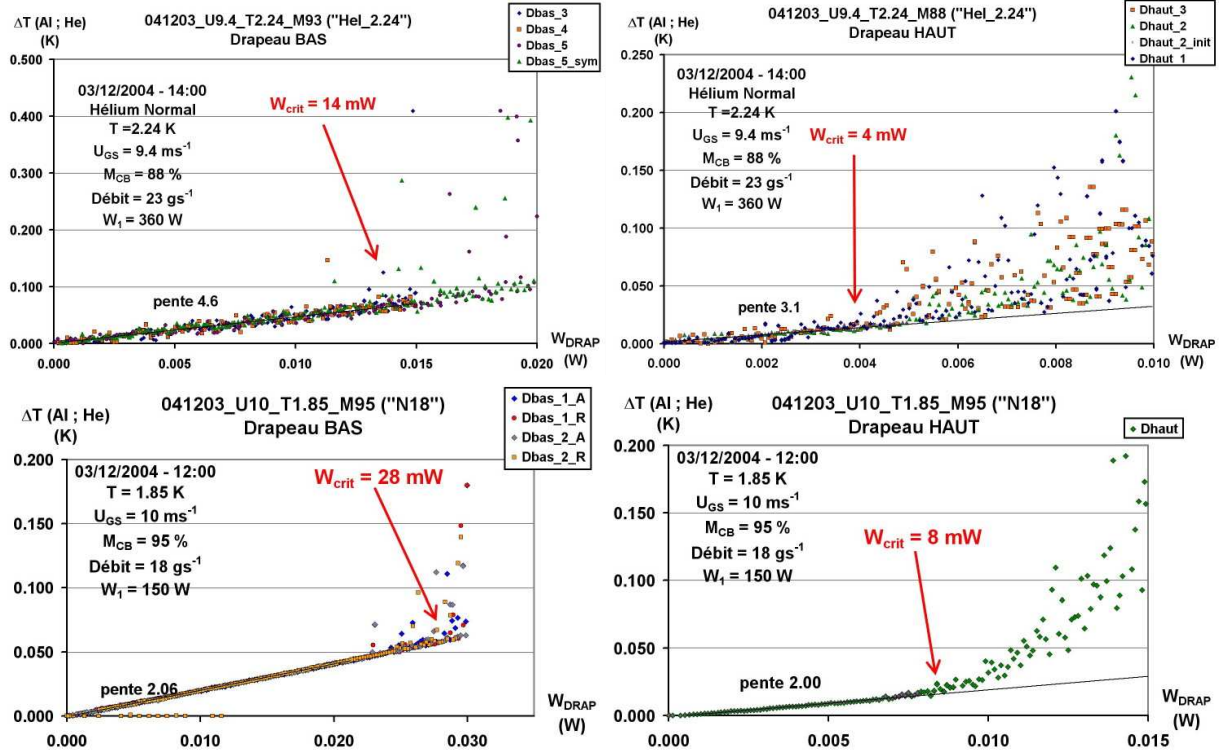


FIG. 6.62 – Comparaison des drapeaux thermiques en He I et He II : 2.24 K et N18 ; Drapeau bas et drapeau haut

donc sont directement affectées par les fortes fluctuations dans ce cas. A ce stade, nous ne pouvons donc conclure sur l'effet de la superfluidité sur ce seuil.

La dernière observation est que la pente initiale est nettement supérieure en He I qu'en He II, alors que, la température étant plus élevée, la résistance de Kapitza devrait être plus faible. L'interprétation évidente est, qu'en He I, la résistance thermique du film liquide doit également être prise en compte. Entre 2.3 K et 2.8 K, la conductivité de l'He I varie entre 0.018 et 0.0205 W.(K.m) $^{-1}$ . Les drapeaux ayant une surface active de 0.6 cm $^2$ , la résistance thermique du film d'He I est alors d'environ 1 W.K $^{-1}$  par  $\mu$ m d'épaisseur. En extrapolant les données en He II, on s'attend à ce que la contribution de la résistance de Kapitza soit d'environ 1 W.K $^{-1}$  à 2.24 K. La contribution du film normal serait ainsi respectivement de 4 W.K $^{-1}$  et 2 W.K $^{-1}$  pour les drapeaux bas et haut, correspondant à des épaisseurs de 4 et 2  $\mu$ m. Ces chiffres sont à comparer aux épaisseurs mesurées par la capacité latérale C18 (8  $\mu$ m) et le drapeau capacitif haut (4  $\mu$ m). Sans être parfait, l'accord nous semble suffisant pour valider notre interprétation. Dans cette interprétation, le fait, qu'à basse puissance, la différence de température pour le drapeau haut puisse devenir inférieure au comportement linéaire moyen (figure 6.62), serait à attribuer à une fluctuation de flux réduisant l'épaisseur de film. Là encore, seule une mesure simultanée de l'état thermique du drapeau et de la densité interfaciale en regard pourrait confirmer cette idée.

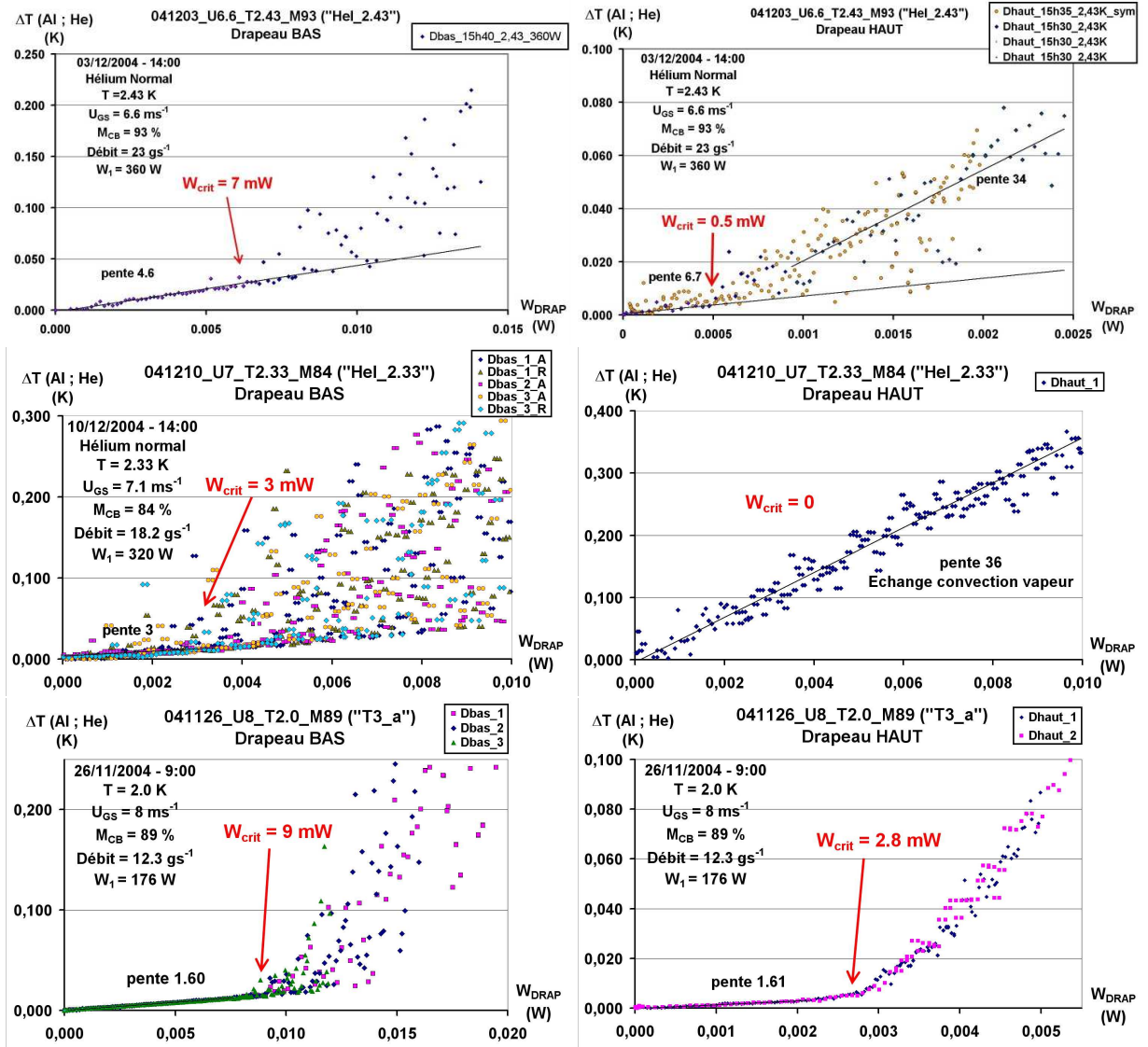


FIG. 6.63 – Comparaison des drapeaux Thermiques en HeI et HeII : 2.43 K et T3a ; Drapeau bas et drapeau haut

Cette interprétation présente cependant un problème. La puissance étant évacuée par évaporation, le flux liquide s'écoulant devrait diminuer avec cette puissance, et il devrait en être de même de l'épaisseur du film, et de sa résistance thermique. On s'attendrait donc à ce que la différence de température moyenne, à puissance injectée constante, ait une croissance sublinéaire avec cette puissance. Si, sur le drapeau haut, cet effet pourrait être masqué par les fluctuations, nous ne semblons pas l'observer sur le drapeau bas.

Quoi qu'il en soit, la conjonction d'un seuil plus faible et d'une pente plus élevée réduit nettement la qualité de l'échange thermique en HeI par rapport à la situation en HeII. Pour le drapeau bas, pour 20 mW injectés, on passe de 40 à 100 mK d'échauffement, tandis que, pour



le haut, pour 8 mW injectés, on passe de 16 mK à 20-100 mK.

Qu'en est-il à plus faible atomisation ? La figure 6.63 montre les caractéristiques thermiques des drapeaux bas et haut pour 2.43 K et 2.33 K, et T3a. On retrouve les mêmes comportements que dans le cas précédent. D'une part, le seuil est moins bien défini en He I qu'en He II. Là aussi, nous pouvons relier ce fait à de plus fortes fluctuations de la densité interfaciale. D'autre part, la pente initiale en He I est supérieure à celle en He II. L'élément nouveau concerne la puissance seuil. Au niveau du drapeau bas, le seuil est plus bas en He I qu'en He II ; 9 mW en He II contre 7 mW à 2.43 K et, surtout, 3 mW à 2.33 K (la différence entre les deux dernières valeurs pouvant résulter de la densité interfaciale supérieure à 2.43 K). Mais c'est surtout pour le drapeau haut que la différence est spectaculaire. La puissance critique est au plus de 0.5 mW à 2.43 K, et non mesurable à 2.33 K, alors qu'elle est presque 3 mW pour T3a.

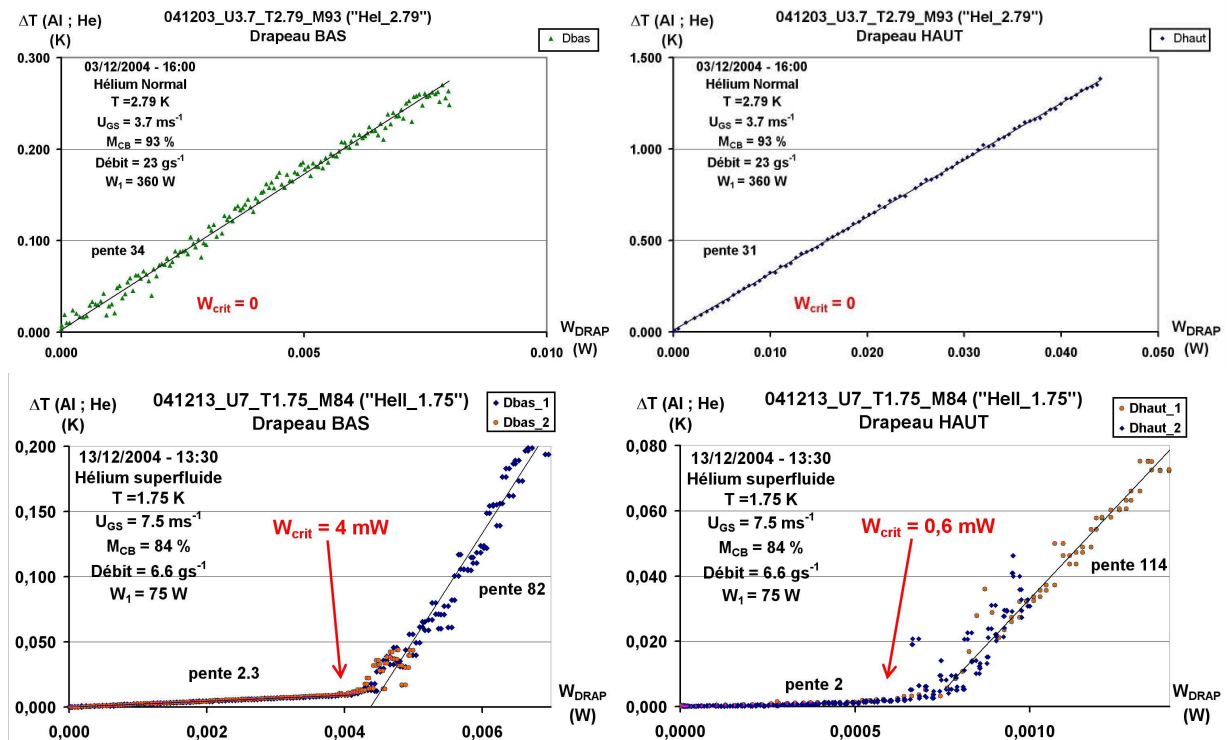


FIG. 6.64 – Comparaison des drapeaux Thermiques en HeI et HeII : 2.79 K et 1.75 K ; Drapeau bas et drapeau haut

Enfin, à atomisation encore plus faible, la différence He I-He II est renforcée. La figure 6.64 montre en effet, qu'à 2.79 K, on est directement en échange gazeux pour les deux drapeaux, contrairement à ce qui se passe en He I à 1.75 K (alors, qu'au moins au niveau du drapeau bas, les densités interfaciales sont similaires).

Le comportement de la puissance critique pour les drapeaux thermiques bas et haut est résumé dans la table 6.6 qui donne également les épaisseurs de film mesurées par le drapeau

Point	$W_C D_{bas}$ (mW)	$W_C D_{haut}$ (mW)	$e_{film} C_{18}$ ( $\mu\text{m}$ )	$e_{film} D_{haut}$ ( $\mu\text{m}$ )
HeI 2.24K	18.0	4.0	8.3	3.5
N18	28	8.0	6.5	2.5
HeI 2.43K	13.0	0.5	6.8	1.9
HeI 2.33K	3	0	4.7	0.1
T3a	7.0	2.8	4.4	(>1.1)
HeI 2.79K	0.0	0.0	1.5	0.4
HeII 1.75K	4.0	0.6	0.3	0.1

TAB. 6.6 – Comparaison HeI/HeII : tableau comparatif puissance thermique et épaisseur de film.

capacitif haut et la capacité pariétale C18. Bien que les épaisseurs de film mesurées sur les capteurs capacitifs latéraux soient égales, voire légèrement supérieures en HeI, le pouvoir frigorifique du brouillard en HeII est supérieur à celui en HeI. Nous discuterons dans le prochain chapitre une explication possible pour ces observations.





---

---

# 7

---

---

## ANALYSE

---

Ce chapitre propose une analyse des résultats discutés en détail dans le précédent chapitre. En s'appuyant sur ces résultats, nous tentons de dégager des idées générales concernant la production du brouillard et son effet sur le transfert thermique, ainsi que le rôle de la superfluidité du liquide dans les deux phénomènes. Contrairement au chapitre précédent, où nous n'avions laissé de côté aucune condition expérimentale et tenu à ne pas biaiser la présentation, nous donnons ici une vision plus globale, mais qui, en l'état, nous semble globalement correcte.

### *7.1 Production du brouillard : Atomisation*

Dans le chapitre précédent, nous avons caractérisé expérimentalement l'atomisation pour un grand nombre de conditions, et dégagé plusieurs conclusions quant au rôle des différents paramètres hydrodynamiques. Dans un monde idéal, on aimerait en déduire un modèle permettant de prévoir a priori le degré d'atomisation, y compris dans des situations non explorées. Plus modestement, notre but ici est de tirer de nos expériences quelques règles permettant une approche qualitative du phénomène.

#### *7.1.1 Hauteur et vitesse du liquide*

Comme nous l'avons vu, l'atomisation dépend du niveau. Or, l'expérimentateur n'impose que le débit total et le débit gaz (via la puissance appliquée). La vitesse liquide (et le niveau) sont alors fixées par l'entraînement du liquide massif par la gravité et par le gaz. Cette dernière contribution a été modélisée par Taitel et Dukler, au prix de plusieurs hypothèses (dont le rôle des vagues dans l'entraînement). Nous ne chercherons pas ici à tester les prédictions correspondantes, mais adopterons une démarche plus pragmatique, afin de faire ressortir directement les faits saillants.

Le débit liquide dans la ligne se déduit du débit total injecté en soustrayant le débit gaz

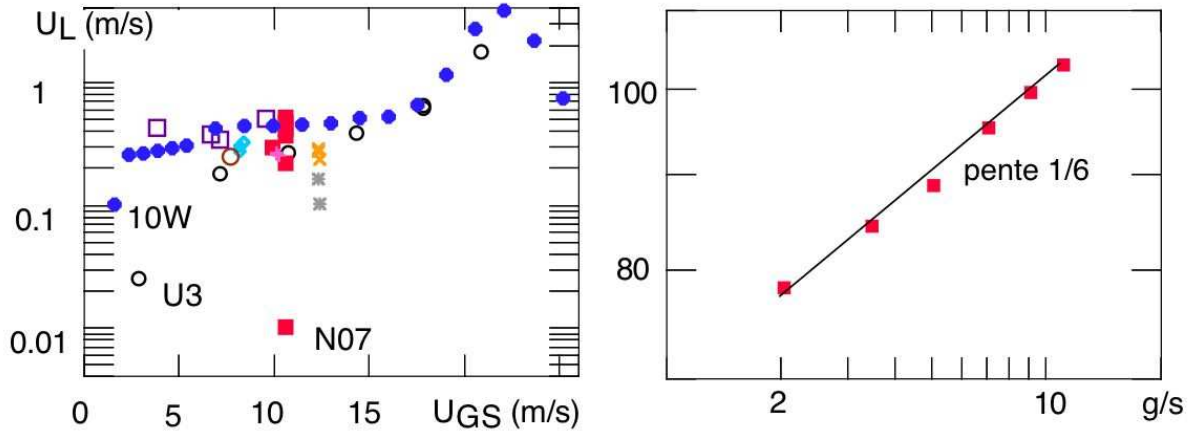


FIG. 7.1 – Hauteur et vitesse du liquide (a) Vitesse moyenne du liquide pour l'ensemble des conditions. Cette vitesse augmente avec la vitesse du gaz et le niveau. Ronds ouverts : points à vitesse variable; ronds fermés : montée en puissance du 8/12; carrés pleins : points à niveau variable; losanges, croix, x, \* : points à température variable (conditions a,b,c,c0) ; gros rond ouvert : 1.75 K; gros carrés ouverts : fluide normal. (b) Points à débit variable : surface mouillée par le liquide massif, exprimée en pourcentage de la capacité  $C3$  (corrigée pour la rotation de la conduite) : La surface varie comme la puissance 1/6 du débit liquide local, pour une vitesse de la vapeur de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ . Ceci correspond à une vitesse moyenne du liquide variant comme la puissance 3/2 du niveau.

produit par la puissance appliquée en tête de ligne et les pertes réparties (déterminées de l'ordre de 10 W). On peut évaluer une vitesse moyenne du liquide en divisant ce débit<sup>2</sup> par la section d'écoulement du liquide, déduite des capteurs capacitifs. Pour nos niveaux, nous pouvons approximer le bas de la conduite par une parabole. La hauteur de l'interface  $h$  est alors proportionnelle au carré de la largeur de l'interface (presque égale au périmètre mouillé), et la section de passage à son cube. La figure 7.1a donne alors la vitesse moyenne du liquide pour les différentes conditions, en fonction de la vitesse spécifique du gaz  $U_{GS}$ . Cette vitesse moyenne varie entre  $0.1$  et  $1 \text{ m.s}^{-1}$  pour l'ensemble des conditions, excepté pour les points à bas débit U3 et N7, ainsi que le pont à basse puissance 10 W du 8/12, où elle est nettement plus faible<sup>3</sup>, et pour les points à vitesse vapeur très élevée, pour lesquels elle croît rapidement. A niveau fixe, la vitesse moyenne augmente avec la vitesse du gaz (série U). A vitesse du gaz donnée, elle dépend du débit et de la température, et, en particulier, augmente avec le niveau. Cet effet est démontré directement par la figure 7.1b pour les points à niveau variable. Pour ces points, la surface mouillée (ou la largeur de l'interface) augmente comme la puissance 1/6 du débit liquide, ce qui implique que la vitesse moyenne varie comme le cube de la largeur de l'interface, soit la puissance 3/2 de la hauteur de liquide.

2. On suppose ainsi négligeable le débit transporté par les gouttelettes.

3. Pour les points à bas débit U3 et N7, le débit liquide, donc la vitesse obtenue, est très sensible à la valeur précise des pertes (et du flash). Pour le point 10 W du 8/12, on a sans doute un problème de ressaut liquide (voir §6.2.2).

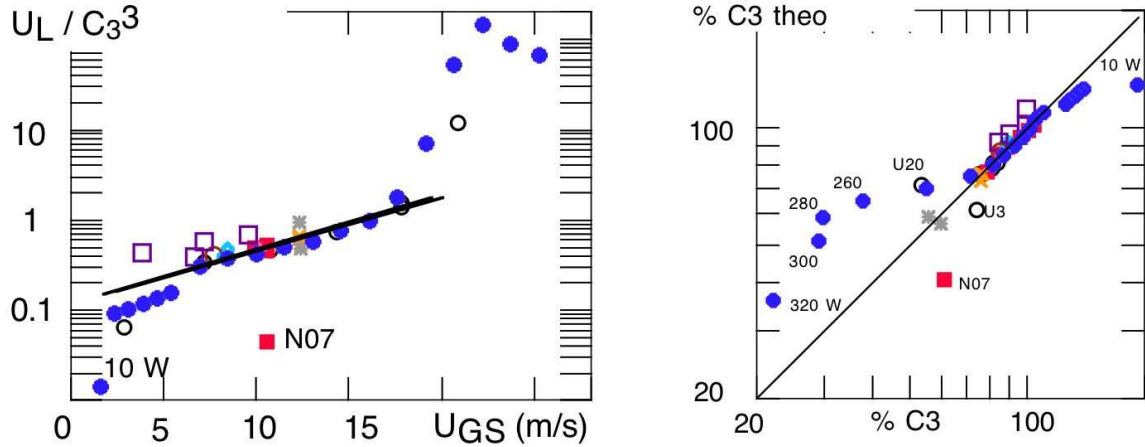


FIG. 7.2 – (a) Vitesse moyenne du liquide, normalisée par le cube de la largeur de l'interface (largeur exprimée en fraction de la capacité  $C_3$ , corrigée pour la rotation de la conduite) en fonction de la vitesse du gaz. La droite correspond à une vitesse normalisée égale à  $0.12 \cdot \exp(0.135 \cdot U_{GS})$ . (b) Comparaison de la largeur interfaciale mesurée à celle prédite à partir de la droite de la figure (a). Pour les deux figures, les symboles sont identiques à ceux de la figure 7.1a.

Si nous divisons toutes nos données par une telle dépendance, nous obtenons la figure 7.2a, où l'effet du niveau a essentiellement disparu. Les points normalisés sont maintenant au voisinage d'une courbe unique, croissante avec la vitesse du gaz. Au-delà de  $18 \text{ m.s}^{-1}$  (point U20 et fortes puissances du 8/12), la vitesse normalisée croît très rapidement avant de rechuter (le 8/12, près de l'assèchement de la ligne). S'il n'est pas intrinsèque, ce comportement pourrait provenir d'une sous-estimation de la section mouillée et/ou d'une surestimation du débit liquide massif (sous-estimation des pertes ou contribution importante du brouillard au débit liquide). Seul le dernier facteur nous semble pouvoir être assez important pour rendre compte de l'effet observé. Ceci expliquerait aussi pourquoi la vitesse normalisée rechute aux plus fortes puissances du 8/12 (l'atomisation diminuant à ces vitesses). De fait, nous verrons plus loin qu'une estimation du flux transporté par les gouttes conforte cette analyse (§7.1.5).

Si on laisse de côté les vitesses vapeur très élevées, on peut ajuster la vitesse normalisée de la figure 7.2a pour relier empiriquement le rapport de la vitesse moyenne du liquide au cube de la largeur de l'interface à la vitesse de la vapeur. A partir de l'équation donnée dans la légende de la figure 7.2, on peut alors prédire, pour une vitesse de gaz et un débit liquide (qui fixe le produit des deux quantités ci-dessus) donnés, la vitesse moyenne du liquide et la largeur de l'interface, donc son niveau. La figure 7.2b compare ainsi, pour nos conditions, la largeur prédite à la largeur mesurée. Par construction, les points sont autour d'une droite de pente unité, mais cette figure permet d'apprécier que la quantité prédite est correcte à mieux que 10% pour l'ensemble des conditions (toujours en excluant les points aux plus bas débits liquides, N7, U3, et les points

à vitesse très élevée). La robustesse de la prédiction tient au fait que la largeur de l'interface calculée fait intervenir la puissance  $1/6$  de la vitesse normalisée ajustée, et est donc peu sensible à une erreur modérée sur cette relation empirique. On peut donc calculer de façon fiable le niveau liquide et la largeur atomisable dans des conditions différentes de celles explorées.

La dépendance en puissance  $3/2$  du niveau observée pour la vitesse moyenne du liquide est compatible avec une vitesse locale du liquide variant en puissance  $3/2$  de la distance à la paroi, avec un préfacteur dépendant de la vitesse de la vapeur. Ce comportement est intermédiaire entre un régime parabolique (Poiseuille) et un gradient vertical constant (indépendant de la hauteur de liquide). Dans ce cas, la vitesse maximale à l'interface est environ trois fois la vitesse moyenne. Il en résulte qu'elle est toujours bien inférieure à la vitesse du gaz. Aussi, à l'interface, la vitesse relative du gaz et du liquide reste toujours proche de la vitesse du gaz, et l'atomisation n'est pas modifiée par le mouvement du liquide.

### 7.1.2 Seuil d'atomisation et densité interfaciale au dessus du seuil

La première question à se poser est celle de l'existence d'un seuil d'atomisation. Un tel seuil existe-t-il, et, si oui, comment dépend-il du niveau dans la conduite et de la densité de la vapeur ? A posteriori, pour répondre à cette question, il aurait fallu utiliser le PDPA pour détecter la présence de gouttes à faible altitude au-dessus de l'interface, et pour des faibles incréments de vitesse à niveau et température fixes. Faute de temps, nous n'avons malheureusement pas pu entreprendre une telle démarche systématique. Du coup, nous ne disposons que de quelques points à basse vitesse vapeur ( $< 5 \text{ m.s}^{-1}$ ), pour lesquels la zone observée était de surcroît le milieu de la conduite, ce qui, du fait de la stratification, réduit la sensibilité de détection. Nous avons déjà présenté dans la figure 6.59 les taux de détection mesurés lors de montées en puissance à 1.8 K et 2.52 K, en fonction de la vitesse mesurée sur l'axe de la conduite. Comme nous l'avons discuté, cette figure ne permettait pas d'identifier un seuil. Si nous utilisons maintenant toutes les données disponibles, nous avons deux éléments de comparaison. A la vitesse la plus basse étudiée au PDPA,  $3.6 \text{ m.s}^{-1}$ , nous pouvons comparer 1.75 K (40 W) et 2.52 K (190 W) pour un niveau équivalent (correspondant à environ 108% en capacité  $C3$  corrigée, soit un périmètre mouillé égal à 25% du périmètre total). On détecte alors au PDPA 0.5 coups/s dans le premier cas et 2 coups/s dans le second. On compte donc plus de coups pour le fluide normal. A  $4.5 \text{ m.s}^{-1}$ , nous pouvons comparer 1.80 K (50 W) et 2.52 K (230 W) avec environ 25 et 7 coups/s. On compte cette fois plus de coups pour le superfluide, mais cela pourrait être dû au fait que le niveau est supérieur dans ce cas (120% contre 95% pour la capacité corrigée).

Il ressort de cette comparaison que, s'il y a un seuil, il est inférieur à  $3.5 \text{ m.s}^{-1}$ . De plus, les images instantanées de la nappe montrent, qu'à  $2.52 \text{ K}$ , le seuil d'apparition des gouttes semble se situer entre  $110 \text{ W}$  et  $130 \text{ W}$ , soit pour une vitesse superficielle  $U_{GS}$  entre  $2.1$  et  $2.5 \text{ m.s}^{-1}$ . Nous n'avons pas d'images de nappe à  $1.8 \text{ K}$  et  $20\text{-}25 \text{ W}$  permettant de savoir si on observerait également un phénomène analogue aux mêmes vitesses à  $1.8 \text{ K}$ , donc de mettre en évidence un effet de la densité vapeur ou de la superfluidité du liquide.

Il est intéressant de comparer ces vitesses au seuil prédit pour la formation de vagues dans l'instabilité de Kelvin-Helmoltz (§3.2.1).  $U_{KH}$  vaut alors environ  $1.7 \text{ m.s}^{-1}$  à  $1.8 \text{ K}$  et  $0.8 \text{ m.s}^{-1}$  à  $2.52 \text{ K}$ . Nos données montrent donc qu'au double (environ) de cette vitesse seuil de Kelvin-Helmoltz, on a déjà de l'atomisation. Les vitesses ci-dessus sont cependant en deçà des seuils prédits par le critère de Ishii-Grolmes (§3.2.1) :  $5 \text{ m.s}^{-1}$  à  $1.8 \text{ K}$  et  $2.5 \text{ m.s}^{-1}$  à  $2.5 \text{ K}$ , si on prend la viscosité du liquide dans l'état normal dans les deux cas (ce qui est raisonnable dans l'état turbulent). Une raison possible serait que ce critère surestime l'influence de la viscosité.

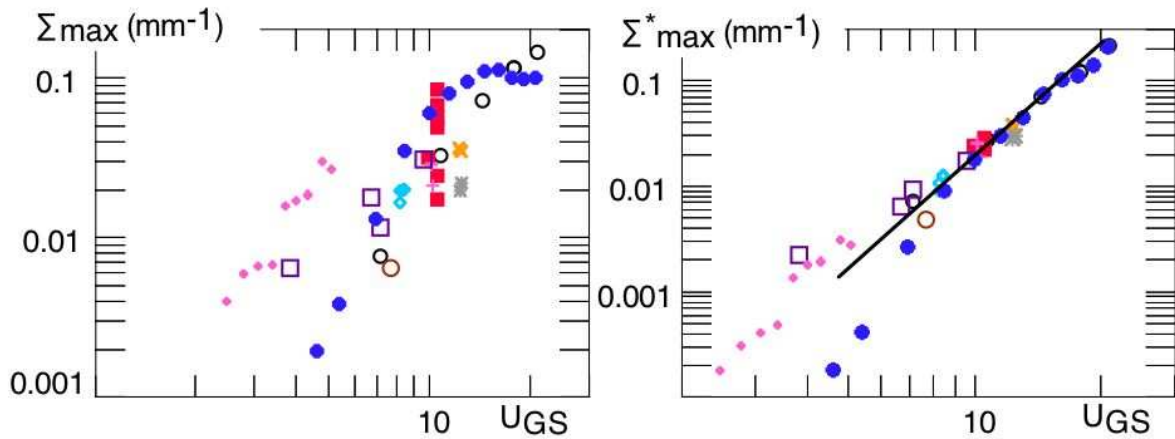


FIG. 7.3 – Effet de la vitesse sur l'atomisation, mesurée par la densité interfaciale  $\Sigma$  au niveau de l'interface. (a) Données brutes : Ronds ouverts : points à vitesse variable; ronds fermés : montée en puissance du 8/12; carrés pleins : points à niveau variable; losanges, croix, x, \* : points à température variable (conditions a,b,c,c0) ; gros rond ouvert :  $1.75 \text{ K}$ ; gros carrés ouverts : fluide normal. (b) La densité interfaciale  $\Sigma^*$ , ramenée à  $1.8 \text{ K}$  et un niveau C3=80%, en normalisant par la densité de la vapeur et par l'effet du niveau déterminé figure 6.15, permet de mettre en évidence l'effet intrinsèque de la vitesse. On remarquera en particulier que la dépendance en niveau adoptée s'applique aux points à forte puissance et bas niveau de la montée du 8/12, ainsi qu'aux points à bas niveau c0(\*). La droite correspond à un comportement en  $U_{GS}^{3.5}$ .

La seconde question, importante pour l'application au LHC, est celle de la dépendance en vitesse de l'atomisation. La figure 7.3a présente la densité interfaciale juste au-dessus de l'interface en fonction de la vitesse pour l'ensemble des points stables étudiés. Cette densité interfaciale est donnée par le maximum d'intensité mesuré sur les images moyennes de nappe laser. Même si la distinction entre l'interface et le bas du brouillard n'est pas forcément claire, cette caractérisation de l'atomisation a l'avantage d'éviter d'être biaisée par la stratification du

brouillard, qui dépend également de la vitesse. L'importante dispersion est liée aux effets du niveau et de la densité de la vapeur sur l'atomisation, décrits dans le chapitre précédent. Nous pouvons tenter de corriger ces effets en supposant une dépendance linéaire en densité de la vapeur, et la dépendance en niveau déterminée empiriquement par la série de points à niveau variable (figure 6.15). On obtient alors la figure 7.3b, où, de façon remarquable, tous les points sont au voisinage d'une même courbe. Ceci implique que la dépendance en niveau établie entre  $C3=60\%$  et  $C3=100\%$  pour les points à niveau variable à 1.8 K rend également compte de l'effet du niveau pour les autres conditions. La dépendance en vitesse observée correspond approximativement à un comportement en puissance de  $U_{GS}$ , avec un exposant de l'ordre de 3 à 3.5. En dessous de  $7 \text{ m.s}^{-1}$ , les points à 1.8 K s'écartent de ce comportement, au contraire des points en fluide normal (donc à densité élevée de la vapeur). Ce comportement serait compatible avec l'augmentation attendue du seuil d'atomisation lorsque la densité de la vapeur diminue.

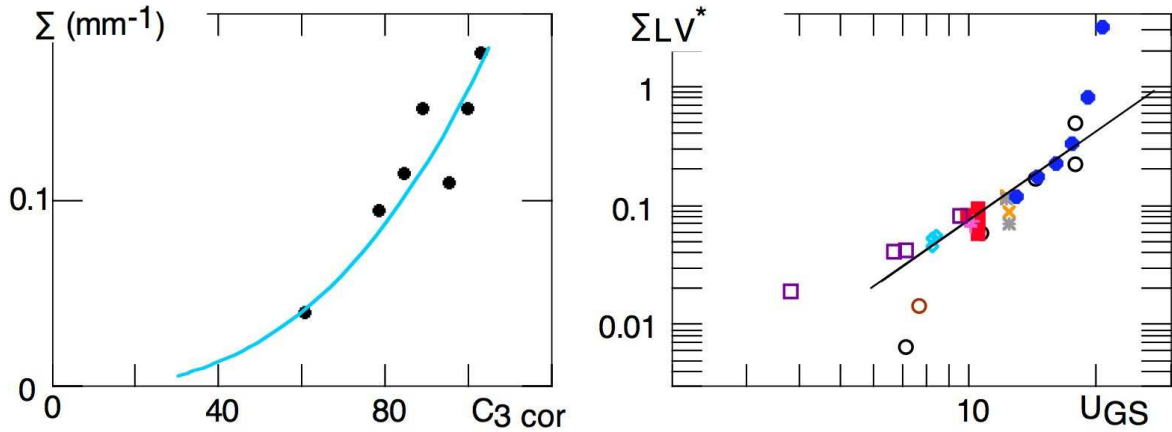


FIG. 7.4 – Effet de la vitesse sur l'atomisation, la densité interfaciale  $\Sigma$  au niveau de l'interface étant cette fois mesurée par le laser vertical. (a) Effet du niveau : la courbe est une loi de puissance en  $C3^{2.7}$  (b) Densité interfaciale  $\Sigma^*$ , ramenée à 1.8 K et un niveau  $C3=80\%$ , en normalisant par la densité de la vapeur et par l'effet du niveau déterminé en (a). Les symboles sont identiques à ceux de la figure 7.3. La normalisation retenue ne rend pas compte des points à forte vitesse et niveau faible (ronds fermés : montée en puissance du 8/12). La droite correspond à un comportement en  $U_{GS}^{2.5}$ .

La discussion du §5.4.3 suggère cependant que la mesure de la densité interfaciale pourrait, près de l'interface, être faussée par la diffusion multiple. Nous avons donc repris l'analyse ci-dessus en utilisant pour  $\Sigma$  la densité interfaciale mesurée par le laser vertical. Contrairement au cas de la nappe, on distingue clairement pour la plupart des mesures un pic d'intensité à basse altitude, superposé sur la décroissance exponentielle caractéristique de la stratification du brouillard (voir par exemple la figure 6.32). Nous associons l'excès correspondant d'intensité à la diffusion par l'interface agitée. Pour évaluer la densité interfaciale du brouillard, nous prenons alors l'extrapolation, à l'altitude de l'interface, du comportement exponentiel observé au-delà



du pic. La figure 7.4a montre la dépendance observée pour les points à niveau variable. La dispersion est en partie due aux problèmes de reflets. Contrairement au cas de la nappe, une simple loi de puissance rend compte de l'effet du niveau sur l'ensemble des points observés. La figure 7.4b représente alors les points normalisés par une telle dépendance et par  $\rho$ . La dispersion est plus importante que pour la figure 7.3, et l'exposant plus faible (2.5).

Compte tenu de la différence entre les figures 7.3b et 7.4b, on retiendra seulement que l'atomisation dépend de la vitesse avec un exposant de l'ordre de 2.5 à 3.5. A notre connaissance, il n'existe pas de théorie à laquelle comparer cette valeur, qui est un peu plus élevée que l'exposant 2 correspondant à une dépendance linéaire en énergie cinétique de la vapeur (i.e. en  $\rho_G v^2$ ). L'intérêt de ces figures est alors de permettre d'estimer l'atomisation dans les conditions du LHC.

### 7.1.3 Taille des gouttes

Nous avons discuté en détail cette question au §6.8.1, et nous nous bornerons à rappeler nos principales conclusions. Les diamètres mesurés sont de l'ordre de 10 à 50  $\mu\text{m}$ , ce qui correspond à des nombres de Weber entre 1 et 5, selon les conditions. La nature superfluide ou non du liquide ne semble pas influencer sur les diamètres observés, ce qui n'est pas choquant dans la mesure où les théories de l'atomisation présentées au §3.1.4 ne font pas intervenir la viscosité du liquide. Si les diamètres mesurés sont raisonnablement proches de ce qu'on attend à partir des résultats obtenus en eau-air géométrie d'injecteur plan, l'augmentation observée avec la vitesse ou la densité de la vapeur, elle, est à l'inverse du comportement prévu. La seule explication que nous puissions suggérer est celle d'un mécanisme de coalescence, qui ferait que le diamètre augmente avec la concentration de gouttes (elle-même augmentant avec la vitesse et le niveau). Un tel mécanisme est invoqué en eau-air pour rendre compte de l'augmentation du diamètre mesuré avec le débit liquide (voir par exemple la figure 10 de la référence[37] et la figure 12 de la référence[35]). Mais, à notre connaissance, il n'est jamais important au point de masquer l'effet de diminution du diamètre avec la vitesse.

Nous pourrions espérer tester notre hypothèse en comparant deux points d'atomisation comparable et de vitesses très différentes, U17 et N18 ( $U_{GS}=17$  et  $10 \text{ m.s}^{-1}$ ). Au niveau de l'interface, ces points ont le même degré d'atomisation mesuré par la nappe (comparer les figures 6.12 et 6.25), la différence de vitesse étant compensée par celle de débit liquide. Les figures 6.44b et 6.45b, elles, montrent que le diamètre moyen à mi-hauteur de la conduite est plus élevé pour U17 que pour N18 (40 contre 30  $\mu\text{m}$ ). Ceci pourrait conduire à rejeter l'hypothèse d'un mécanisme

de coalescence, mais il faut réaliser que le brouillard du point U17 est nettement moins stratifié que celui de N18. Ainsi, la densité interfaciale à mi-hauteur est plus grande pour U17. De plus, la vitesse plus élevée permet en principe de mieux soulever les grosses gouttes. De ce fait, on ne peut vraiment conclure sans disposer de mesures de tailles proches de l'interface. Malheureusement, nous ne disposons pas de telles mesures, car la densité de gouttes est excessive pour le PDPA dans ces conditions.

### 7.1.4 Stratification

Nos mesures de stratification soulèvent également des questions. Comme décrit au §3.2.3, on s'attend à un profil exponentiel de la concentration, pour une classe de diamètres données, avec une pente proportionnelle au carré du diamètre et inversement proportionnelle à la diffusion des gouttes, donc, en gros, à la vitesse de l'écoulement.

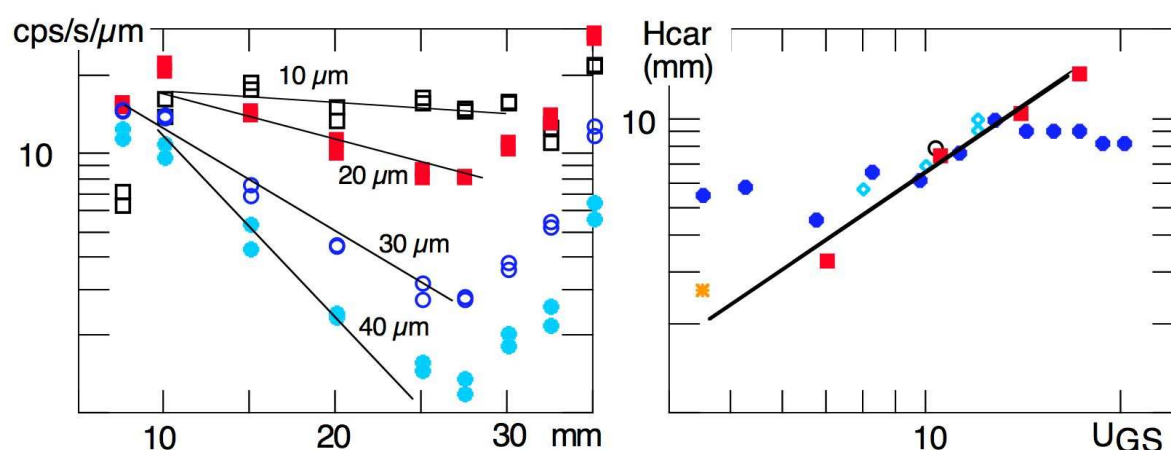


FIG. 7.5 – Stratification du brouillard (a) mesurée par le PDPA pour différentes classes de diamètres (10, 20, 30, 40  $\mu\text{m}$ ) pour le point N10 à  $10 \text{ m.s}^{-1}$ . Les pentes des droites sont dans des rapports qui correspondent à une dépendance en  $d^2$  de la hauteur de stratification, prise égale à 11 mm pour un diamètre de 30  $\mu\text{m}$ . (b) Hauteur de stratification déduite des profils de densité interfaciale à mi-conduite en fonction de la vitesse de la vapeur (à cette altitude, nappe et laser vertical donnent des résultats cohérents). carrés pleins : vitesse variable; ronds ouverts : niveau variable; ronds pleins : montée en puissance du 8/12; losanges : points T=1.8 K (T1a,b,c,c0); étoile : 2.79 K.

A vitesse donnée, l'exploration verticale du point N10 au PDPA permet de tracer le profil de concentration (proportionnelle au nombre de coups par seconde) pour différentes classes de diamètre, et de mettre effectivement en évidence l'influence de la taille sur la stratification (figure 7.5a), au moins en-dessous d'une altitude<sup>4</sup> de 25 mm.

4. Aux altitudes supérieures, on retrouve le problème incompris de l'augmentation du nombre de coups détectés (§6.7.4).

La figure 7.5b représente la hauteur de stratification déduite des profils de densité interfaciale à mi-conduite en fonction de la vitesse de la vapeur (à cette altitude, nappe et laser vertical donnent des résultats cohérents). Nous pouvons en comparer l'ordre de grandeur à la prédiction 3.10. A  $10 \text{ m.s}^{-1}$ , la hauteur de stratification est de l'ordre du cm, soit un quart du diamètre de la conduite. En prenant un diamètre typique (figures 6.44b et 6.45b)  $d_{20} = 30 \mu\text{m}$  (soit une vitesse de chute  $u_T$  de  $20 \text{ cm.s}^{-1}$ ), l'équation 3.10 prédit une telle hauteur si la fluctuation relative de vitesse  $(\langle v^2 \rangle)^{1/2} / U_G$  est de l'ordre de 7%, ce qui est un ordre de grandeur raisonnable, compte tenu des mesures PDPA.

La hauteur caractéristique de la figure 7.5b augmente avec la vitesse, comme on l'attend. Le profil de densité interfaciale ayant la même allure aux différentes températures (§6.6.1), elle ne dépend pas de la densité de la vapeur, en accord avec le fait que cette quantité n'intervient pas directement dans l'équation 3.10. On pourrait donc penser que la stratification observée est bien comprise. Mais cette conclusion oublie le rôle de la taille des particules. Le comportement de la hauteur caractéristique n'est en effet pas conforme à la dépendance en diamètre implicite dans la vitesse terminale dans l'équation 3.10.

Ainsi, d'après le PDPA, le diamètre augmente d'un facteur presque 2 avec la vitesse (entre 8 et  $19 \text{ m.s}^{-1}$  au centre de la conduite), non seulement sur l'axe de la conduite, mais également plus près de l'interface (figure 6.52). Globalement, on devrait alors obtenir un écoulement plus stratifié quand la vitesse augmente. De même, la hauteur de stratification ne dépend pas du débit liquide, alors que le diamètre moyen augmente avec cette quantité.<sup>5</sup> Enfin, si la hauteur de stratification diminue quand le diamètre augmente, le profil de concentration devrait varier plus vite (en relatif) à basse altitude, lorsqu'on a encore des grosses gouttes, et moins vite à haute altitude, où seules les petits diamètres subsistent. En coordonnées semi-logarithmiques, on s'attend alors à une courbure vers le haut du profil de concentration et, donc, du profil de densité interfaciale (le produit par la surface renforçant encore la courbure). Or, ce dernier est soit courbé vers le bas, selon les mesures de nappe, soit essentiellement exponentiel (selon les mesures au laser vertical). L'approche classique de la stratification semble donc incapable d'expliquer l'ensemble de nos observations, sauf à supposer que les variations de diamètre mesurées sont entièrement un artefact, ce qui nous semble peu vraisemblable. Il est possible que les interactions entre gouttes de tailles différentes (coalescence), négligées dans cette approche, doivent être prises en compte pour expliquer nos observations.

---

5. En eau-air, la figure 2 de Baik et Hanratty[34] montre effectivement une augmentation de la stratification avec le débit liquide, à corrélérer avec l'augmentation de diamètre mesurée par Simmons et Hanratty[35].

### 7.1.5 Fraction entraînée

Nos mesures optiques permettent d'estimer le flux liquide entraînée sous forme de gouttelettes à partir de la connaissance du profil de densité interfaciale, couplée aux mesures PDPA de diamètre et de vitesse axiale. Pour une distribution exponentielle de diamètres, le flux local  $F_l$  est donné par :

$$F_l = \Sigma_{opt} \cdot U_g \cdot d_{10} \quad (7.1)$$

Nous nous contenterons ici d'estimer le flux global pour le point U17. La densité interfaciale optique (figure 6.25) est de l'ordre de  $0.1 \text{ mm}^{-1}$  sur la moitié de la conduite, et le diamètre  $d_{10}$  de l'ordre de  $40 \text{ }\mu\text{m}$  (figure 6.44b). La vitesse moyenne est de l'ordre de 75% de la vitesse axiale (figure 6.51), soit environ  $15 \text{ m.s}^{-1}$ . On en déduit un flux d'environ  $35 \text{ cm}^3.\text{s}^{-1}$ , soit  $5 \text{ g.s}^{-1}$ , à comparer à un débit liquide évalué à  $5.2 \text{ g.s}^{-1}$  ! Cette estimation serait divisée par deux si nous utilisions plutôt le diamètre tiré de l'intensité diffusée mesurée au PDPA, mais, dans tous les cas, elle montre qu'une partie importante, sinon l'essentiel du liquide, est transportée sous forme de gouttelettes aux grandes vitesses vapeur. Comme mentionné au §7.1.1, ceci explique qu'on surestime la vitesse liquide calculée à partir du débit liquide, lorsqu'on suppose que l'essentiel du liquide circule au fond de la conduite.

## 7.2 Pouvoir réfrigérant du brouillard

### 7.2.1 Rôle du film superfluide

L'ensemble de nos données montre clairement l'influence du brouillard sur le transfert thermique au niveau des drapeaux suspendus. La figure 7.6 présente en effet la corrélation entre la puissance frigorifique disponible au niveau des deux drapeaux et la densité interfaciale du brouillard en regard (mesurée par la nappe laser). Comme nous l'avons discuté dans le dernier chapitre, les points en fluide normal s'écartent cependant de cette tendance à basse densité interfaciale, comme on le constate bien sur une figure en coordonnées logarithmiques. Nous pensons que cette différence est en fait due à la géométrie du capteur<sup>6</sup>, combinée avec le phénomène de transport de matière par écoulement superfluide.

En effet, en conditions superfluides, l'insert de la figure 7.6(a) montre, qu'à basse densité interfaciale, la puissance extractible varie plus rapidement qu'à densité plus élevée. On peut car-

---

6. Le point est que seule une partie de sa surface totale est active thermiquement.

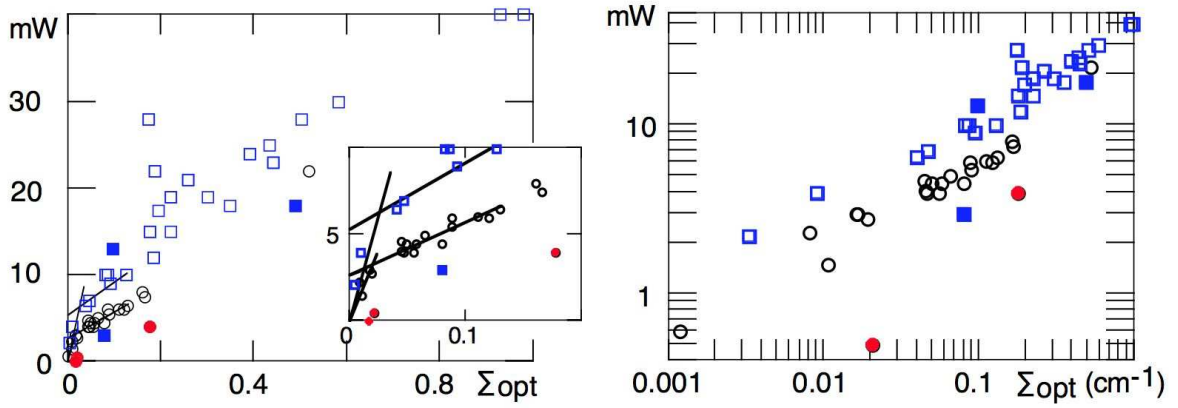


FIG. 7.6 – Comparaison entre le pouvoir frigorifique mesuré par les drapeaux thermiques et la densité interfaciale en regard (diffusion de la nappe laser). Carrés : drapeau bas ; ronds : drapeau haut. Symboles ouverts : He II ; fermés : He I. Compte tenu de la dynamique du signal, les données sont présentées en échelles linéaires et log-log. La rupture de pente dans l'insert (dans un rapport 5 à 6 pour les deux drapeaux) et la différence de comportement entre He I et He II sont attribuées à la contribution du film superfluide.

icaturer le comportement observé par deux droites de pentes différentes. Ce comportement s'explique par le transport par le film superfluide : à faible densité interfaciale, le pouvoir réfrigérant est contrôlé par le flux total incident sur l'ensemble de la surface du capteur (toutes faces comprises). L'effet thermomécanique propre au superfluide permet en effet de pomper l'ensemble du flux déposé vers la surface active chaude. La pente de la relation densité interfaciale-puissance est alors élevée, car on bénéficie de toute la surface du capteur pour capter les gouttes. Cependant, la puissance extractible par l'écoulement surfacique du film superfluide est limitée par la vitesse critique de ce dernier. Aux grandes densités interfaciales, la puissance critique mesurée par le drapeau devient donc donnée par le flux de gouttes directement incident sur sa surface active, plus la contribution fixe correspondant à la vitesse critique du film. La pente de la relation densité interfaciale-puissance est alors plus faible.

En principe, le rapport de la pente initiale à la pente finale de la relation puissance critique-densité interfaciale devrait être égal au rapport de la surface totale du capteur à sa surface active, soit un facteur 7 en ne comptant que les faces perpendiculaires à l'axe de l'écoulement (ce qui suppose que le déflecteur amont joue son rôle). De fait, les pentes de l'insert, qui sont dans un rapport 5 à 6, rendent raisonnablement compte du comportement observé. L'extrapolation  $W_c$  du second régime à densité interfaciale nulle, de 2.5 mW pour le drapeau haut et de 5 mW pour le drapeau bas, représente alors la puissance maximale transportée par le film pour chaque drapeau.

On s'attend à ce que cette puissance soit donnée par le produit de la chaleur latente par le

flux total critique  $W_{sf}$  (au sens de la superfluidité), lui-même donné par :

$$W_{sf} = e_{film} \cdot P_{ch} \cdot v_{c,sf} \quad (7.2)$$

, où  $e_{film}$  et  $P_{ch}$  sont l'épaisseur du film et le périmètre de la surface de chauffage, et  $v_{c,sf}$  la vitesse critique du film superfluide. En régime de film mince [48],  $v_{c,sf}$  est inversement proportionnelle à l'épaisseur, avec un produit constant égal à  $10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  (correspondant à  $0.3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  pour un film de 300 angstroms). Pour notre périmètre de 32 mm, ceci donne un flux total critique de l'ordre de  $0.3 \text{ mm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ , soit 1 mW environ. Indépendamment de cette estimation, nous avons directement mesuré en configuration partiellement immergée (§5.3.2) un flux critique de l'ordre de 5 mW, interprété comme dû au film de Rollin. Ces deux valeurs encadrent les chiffres donnés ci-dessus, ce qui conforte notre interprétation. La différence entre les deux drapeaux pourrait être due à des différences d'état de surface influant sur le transport superfluide (nous verrons que l'épaisseur du film est de quelques microns, hors de la limite habituelle de film mince).

### 7.2.2 Influence de la superfluidité sur l'efficacité intrinsèque du brouillard

Pour comparer l'efficacité du refroidissement en fluide normal et en superfluide, il faut éliminer la contribution du film superfluide. Pour cela, nous calculons une puissance corrigée, qui correspond uniquement à l'impact direct sur la surface active :

$$W_{cor} = W/6 \quad (\text{pour } W < 6/5 W_c) \quad (7.3)$$

$$W_{cor} = W - W_c \quad (\text{pour } W > 6/5 W_c) \quad (7.4)$$

, où la puissance critique  $W_c$  vaut 5 mW pour le drapeau bas et 2.5 mW pour le drapeau haut.

La figure 7.7 compare la puissance ainsi corrigée à la densité interfaciale. La correction a l'effet de raidir la dépendance en densité interfaciale, qui est maintenant pratiquement linéaire sur toute la gamme. Les points superfluides recouvrent alors les points en régime normal. Ainsi, à atomisation donnée, le débit liquide de gouttes disponible pour le refroidissement est similaire en liquide normal et en superfluide. La superfluidité ne semble donc pas intervenir dans la façon dont les gouttes interagissent avec le capteur chaud.

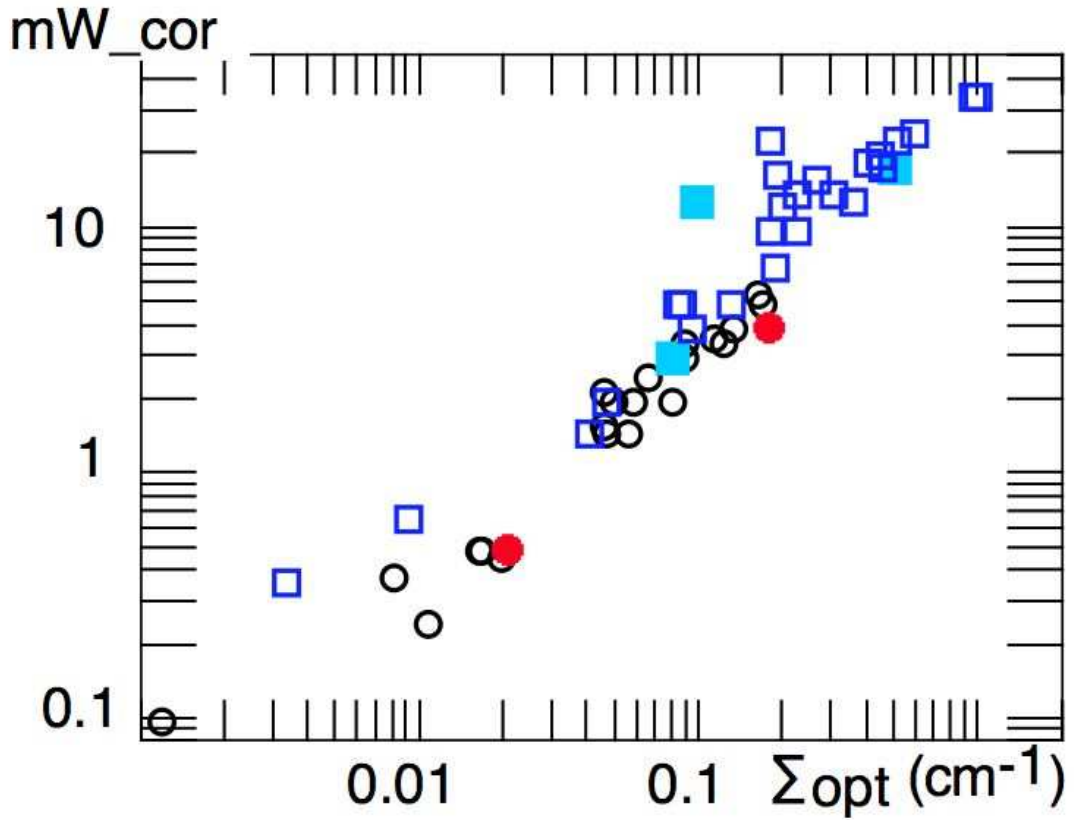


FIG. 7.7 – Comparaison entre le pouvoir frigorifique corrigé et la densité interfaciale en regard (diffusion de la nappe laser). Mêmes données que pour la figure 7.6, mais corrigées de la contribution du film superfluide. On n’observe pas alors de différence d’efficacité entre gouttes superfluides et normales.

### 7.2.3 Vitesse d’impact des gouttes

La puissance frigorifique disponible sur les drapeaux thermiques est reliée aux caractéristiques des gouttelettes de diamètre moyen  $d_{10}$  comme

$$W_{th} = F_l \cdot L_v \cdot S_{DRAP} = \Sigma_{opt} \cdot d_{10} \cdot v_{impact} \cdot L_v \cdot S_{DRAP} \quad (7.5)$$

, où  $L_v$  est la chaleur latente à saturation dans les conditions de travail,  $S_{DRAP}$  la surface active des drapeaux thermiques, et  $v_{impact}$  la vitesse d’impact perpendiculairement à cette surface. La relation linéaire observée entre  $W_{th}$  et  $\Sigma_{opt}$  implique donc que le produit  $d_{10} \cdot v_{impact}$  dépend peu des conditions thermohydrauliques (à l’échelle de la variation de  $\Sigma_{opt}$ ). Or, si  $d_{10}$  varie effectivement peu avec ces conditions, on s’attendrait à ce que la vitesse d’impact varie proportionnellement à la vitesse axiale (soit typiquement d’un facteur 2 à 3 entre les différentes conditions, ce qui est significatif). Nos résultats suggèrent donc que ce n’est pas le cas.



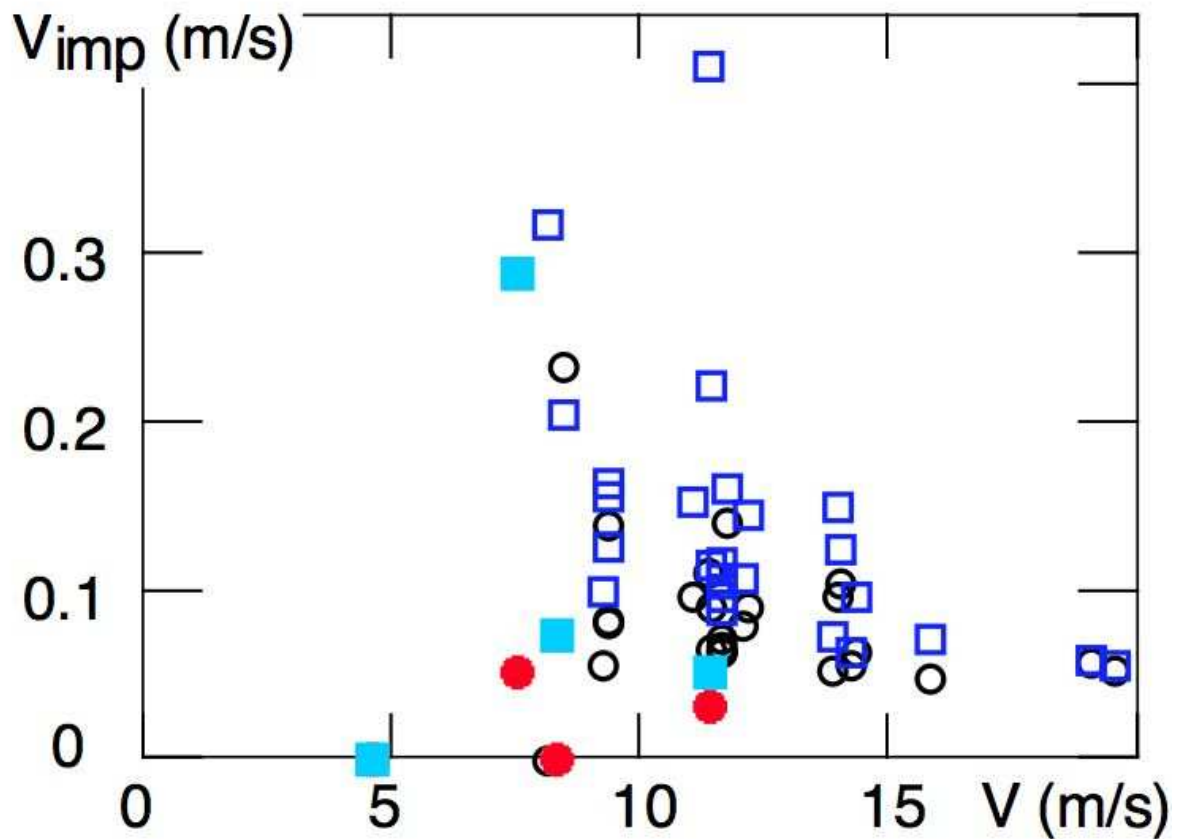


FIG. 7.8 – Vitesse d’impact des gouttes, évaluée à partir du pouvoir frigorifique corrigé, de la densité interfaciale (nappe) et du diamètre moyen (PDPA). Carrés : drapeau bas ; ronds : drapeau haut. Symboles ouverts : HeII; fermés : HeI.

De fait, si on trace figure 7.8 la vitesse d’impact déduite des données<sup>7</sup> et de l’équation 7.5, on constate que la vitesse d’impact aurait plutôt tendance à diminuer avec la vitesse axiale du gaz. De plus, les vitesses trouvées, de l’ordre de 10 à 20  $\text{cm.s}^{-1}$ , sont un ordre de grandeur inférieures à la vitesse transverse du gaz<sup>8</sup>, si on suppose celle-ci de l’ordre des fluctuations de la vitesse axiale (5 à 10% de la vitesse axiale ou 1 à 2  $\text{m.s}^{-1}$ , voir figure 6.40). Cette conclusion d’une faible vitesse d’impact avait déjà été tirée dans la thèse d’E. Di Muoio [1], mais de façon

7. Pour  $d_{10}$ , faute de données PDPA aux altitudes des deux drapeaux, on utilise les données à mi-conduite. La figure 6.52b montre que cette approximation est raisonnable.

8. Alternativement, la vitesse d’impact pourrait être la vitesse transverse, mais 90% des gouttes rebondiraient sur le capteur sans avoir le temps de s’évaporer. Un tel mécanisme semble possible : pour un seuil de décrochement du capteur de 20 mW, la puissance à travers une demi-sphère de diamètre 20 microns posée sur le capteur est de 100 nW, ce qui correspond à un temps d’évaporation de 0.1 s, long devant l’échelle de temps associée à l’impact, 100  $\mu\text{s}$  pour une vitesse d’impact de 0.1  $\text{m.s}^{-1}$ . Ceci signifie que l’évaporation n’est pas assez rapide pour perturber la dynamique de la goutte, étalement ou rebond.

indirecte, à partir de l'analyse des non-linéarités du transfert thermique de la boîte de Kapitza. Nos expériences avec les drapeaux thermiques en apportent une démonstration beaucoup plus nette. De plus, elles semblent impliquer que la vitesse d'impact n'augmente pas avec la vitesse du gaz.

Il est intéressant de rapprocher ce résultat d'une compilation établie par McCoy et Hanratty[49], reliant le dépôt de gouttes à la fluctuation de vitesse du gaz porteur, ou, plus exactement, à la vitesse de friction  $u^*$ . Ces auteurs font apparaître une corrélation entre le rapport de ces deux quantités et le temps inertiel des particules, normalisé par  $u^{*2} / \nu_G$ . Si cette corrélation est correcte, on s'attend dans notre cas à mesurer une vitesse d'impact de l'ordre de 20% de  $u^*$ , ce qui, en ordre de grandeur, est correct. Le fait que le dépôt, contrairement à  $u^*$ , ne croisse pas avec la vitesse a été également observé en eau-air par Farmer[49] pour des gouttes de diamètre 100 à 300  $\mu\text{m}$ . Selon McCoy et Hanratty, il pourrait être dû au fait que le rapport du temps inertiel des gouttes au temps de corrélation de la turbulence augmente avec la vitesse. Il est possible que nous observions le même phénomène pour des gouttes plus petites, la faible viscosité de la vapeur d'hélium comparée à l'air augmentant le temps inertiel des gouttes de diamètre donné<sup>9</sup>. Ainsi, le processus de dépôt serait plus complexe qu'un simple effet balistique. Pour confirmer et comprendre ce phénomène, il faudrait cependant faire des expériences dédiées, de préférence couplées à un suivi optique des gouttes individuelles.

### 7.3 Equilibre du film liquide

Indépendamment de la validité de nos conclusions sur la vitesse d'impact, la puissance critique corrigée est très probablement une mesure correcte du flux réellement déposé sur la face active des capteurs suspendus. Ceci va nous permettre d'examiner la relation entre l'épaisseur déposée sur les capteurs capacitifs et le flux incident. Cette relation doit nous renseigner sur le mécanisme responsable du maintien d'une épaisseur stationnaire du film, l'équilibre entre l'apport par les gouttes et l'écoulement sous l'effet de son poids.

La figure 7.9 montre ainsi l'épaisseur du film déposé aux altitudes des deux drapeaux en fonction du débit déduit de la puissance critique corrigée. L'épaisseur du film est prise égale à celle mesurée sur le drapeau capacitif du haut pour le drapeau thermique haut. Faute des données correspondantes pour le drapeau thermique bas, la comparaison se fait dans ce cas avec le capteur pariétal 18, qui est approximativement situé à la même altitude. Nous supposons ainsi

---

9. Le rapport des viscosités est de l'ordre de 60, alors que de rapport des densités des liquides n'est que de 7.

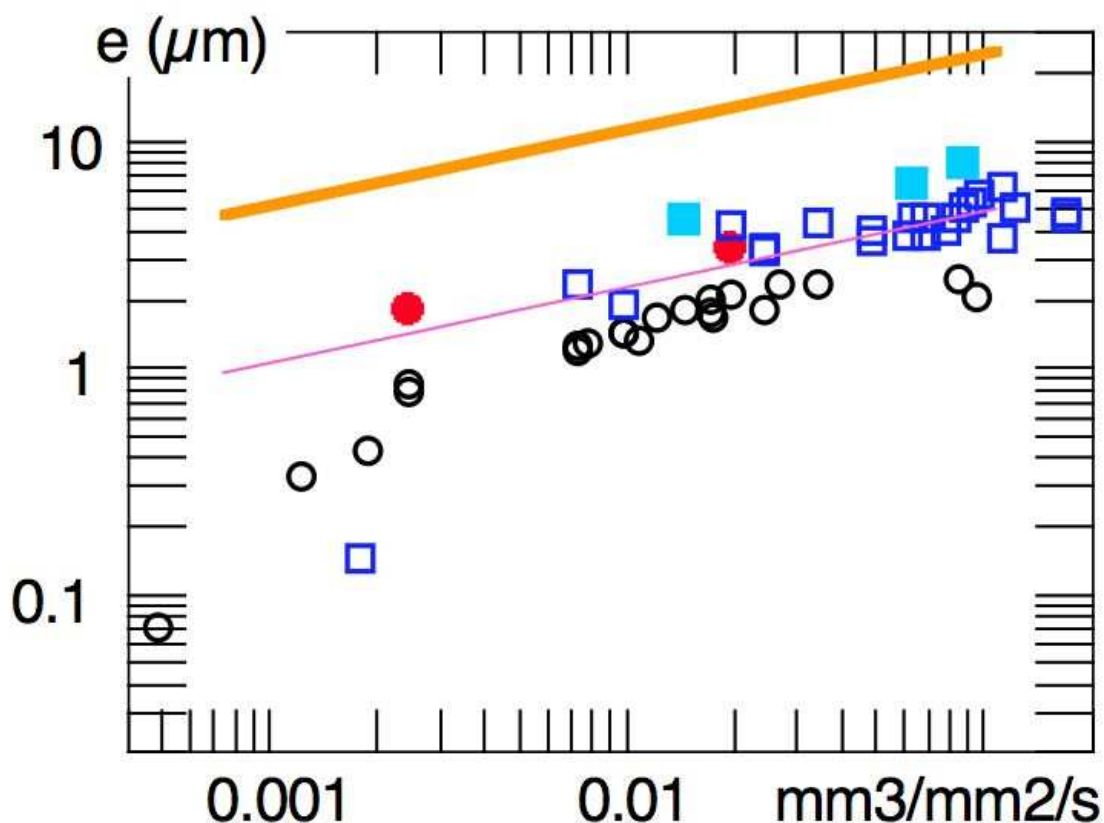


FIG. 7.9 – Relation entre l'épaisseur du film déposé sur les capteurs capacitifs CH et C18 (en microns) et le flux de gouttes incident (en  $(\text{mm}^3/\text{mm}^2)/\text{s}$ ), déduit de la puissance frigorifique corrigée mesurée par les drapeaux thermiques à la même altitude respective. Carrés : altitude drapeau bas ; ronds : altitude drapeau haut. Symboles ouverts : HeII; fermés : He I. La droite épaisse est la prédiction 7.10, et la droite fine correspond à une épaisseur 5 fois plus faible.

que le flux transverse de gouttes est comparable en paroi et sur le drapeau<sup>10</sup>. Comme on s'y attend, l'épaisseur augmente avec le flux déposé, mais la relation est sub-linéaire, comme nous l'avons souligné au §6.6.2. De plus, il n'y a pas de différence importante entre phase normale et phase superfluide. Ainsi, la capacité d'étalement des gouttes et l'écoulement du film produit ne semblent pas très sensibles à la superfluidité.

Cette conclusion nous conduit à modéliser la situation par un film liquide visqueux mouillant un capteur plan vertical et s'écoulant sous l'action de son poids. Le film est alimenté par le flux de gouttes incidentes. A une altitude  $z$  donnée, et en régime stationnaire, l'épaisseur  $e(z)$  du film est telle que le flux qui s'écoule doit être égal au flux total  $F(z)$  reçu par le capteur aux altitudes supérieures (on suppose que l'écoulement est le seul moyen d'évacuer le liquide, i.e. on exclut

10. Nous ignorons aussi la différence d'inclinaison des parois, et l'apport du ruissellement sur le capteur 18).

la réatomisation).

Le film étant plan, la pression dans le liquide est celle dans le gaz, donc constante sur la hauteur du capteur. L'écoulement n'est alors piloté que par la gravité  $g$ , et l'équation de Navier-Stokes se réduit à

$$\eta \left( \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) = \rho_L g \quad (7.6)$$

où  $v(x, z)$  est la vitesse d'écoulement et  $x$  est la coordonnée transverse au plan du capteur. Sauf très près du haut du capteur, la dérivée en  $x$  domine, et, en tenant compte de  $v(0, z) = 0$  (absence de glissement au contact du capteur)

$$v(x, z) = \frac{g}{2\nu_L} x^2 \quad (7.7)$$

La vitesse moyenne d'écoulement à l'altitude  $z$  est donc

$$\langle v \rangle (z) = \frac{g}{6\nu_L} (e(z))^2 \quad (7.8)$$

On a ainsi une relation entre vitesse et épaisseur à l'altitude  $z$ . Les deux quantités sont alors fixées par la conservation de la masse :

$$(e(z))^3 = \frac{6\nu_L}{g} F(z) \quad (7.9)$$

Dans le cas d'un flux  $\phi_0$  uniforme sur la surface du capteur<sup>11</sup>,  $F(z) = \phi_0 z$ , où  $z$  est comptée à partir du haut du capteur, et on a finalement :

$$e(z) = \left( \frac{6\nu_L}{g} \phi_0 z \right)^{1/3} \quad (7.10)$$

L'épaisseur est donc non uniforme. La valeur mesurée par la capacité est la valeur moyenne  $\langle e \rangle = 3/4 e_{max}$ , où  $e_{max}$  est l'épaisseur maximale en bas du capteur, si on suppose que la capacité couvre toute la hauteur  $H$  du capteur. Dans notre cas, la partie sensible est surmontée

---

11. Notons que, contrairement au cas des drapeaux thermiques chauffés, le liquide déposé en face arrière y reste et s'y écoule. Le flux qui compte est donc le flux incident sur la face considérée.

de quelques mm de capteur, ce qui rapproche le préfacteur de 1. L'épaisseur mesurée est proche de l'épaisseur maximale.

Le résultat pour  $H=10$  mm et une viscosité cinématique du liquide de  $2.4 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  ( $\eta = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s}$  à 3.7 K) est représenté par la droite continue sur la figure 7.9. L'épaisseur prédite est environ cinq fois trop élevée, y compris pour les points effectivement en fluide normal pour lesquels le calcul devrait être valable. En d'autres termes, le liquide coule beaucoup<sup>12</sup> plus facilement que ce que prédirait sa viscosité. Pour expliquer ce comportement, on pourrait remettre en cause la condition de non glissement à la paroi, mais, pour l'hélium normal, la longueur de glissement nécessaire, de l'ordre d'une fraction de l'épaisseur, semble irréaliste. Une solution plus satisfaisante serait de remplacer l'hypothèse d'un film uniforme mince par celle de grosses gouttes moins sensibles à la friction. Comme on sait que les capteurs sont complètement recouverts d'un film (d'après l'échange des drapeaux thermiques), il faudrait imaginer que les capteurs sont recouverts d'un film mince, localement surmonté par des gouttes partiellement étalées. Si l'épaisseur des gouttes ne dépasse pas 30 microns, on attend des réponses équivalentes pour les capteurs de gap 30 et 50  $\mu\text{m}$ , conformément aux observations. Pour étayer cette hypothèse, il faudrait cependant comparer le temps d'étalement des gouttes à leur temps d'écoulement.

Si nous n'avons donc pas d'explication certaine pour la valeur absolue de l'épaisseur mesurée, il faut souligner que son ordre de grandeur et sa variation en flux sont raisonnables. A notre connaissance, c'est la première démonstration directe de la relation entre épaisseur déposée et flux incident dans les écoulements atomisés. Comme mentionné au §3.2.6, l'épaisseur de film mesurée en haut de conduite dans les expériences eau-air est en accord avec celle calculée avec un raisonnement similaire[34] à celui fait ici, mais, dans ce cas, le flux incident est déduit d'un modèle de stratification, et non directement mesuré.

L'autre information intéressante est que la superfluidité ne semble pas jouer. Ce comportement semble en fait logique : seule la composante superfluide peut s'écouler facilement, la composante normale étant soumise à la viscosité. Mais séparer les deux composantes n'est pas possible sans induire une différence de concentration, qui ramène la composante superfluide vers la composante normale. Aussi, l'écoulement doit être limité par cette composante.

En fait, ce raisonnement ne peut être absolument exact, puisqu'on sait bien que le film superfluide de Rollin est capable de s'écouler sous l'influence de la gravité. Les débits concernés sont toutefois modestes (ils correspondent à un équivalent thermique de quelques 0.3 mW sur la

---

12. Une erreur d'un facteur 5 sur l'épaisseur correspond à un écart de deux ordres de grandeur sur le membre de droite de l'équation 7.9!

largueur du capteur de 1 cm, à comparer au débit incident, qui va du mW à quelques dizaines de mW). Il est ainsi possible que cet écoulement superfluide soit responsable de la chute plus rapide de l'épaisseur à faible puissance ou flux incident, observable sur la figure 7.9.

La relation non linéaire (en racine cubique) entre l'épaisseur du film et le flux qu'il transporte a une conséquence sur les capteurs capacitifs pariétaux. Comme la densité du brouillard décroît rapidement avec l'altitude, l'épaisseur au niveau d'un capteur pariétal doit être peu sensible au ruissellement à partir des parois supérieures, et doit être essentiellement contrôlée par le flux de gouttelettes incident sur ce capteur. A notre avis, c'est ce qui explique le succès de la comparaison des capteurs pariétaux aux drapeaux suspendus.

Une dernière remarque concerne la comparaison au système eau-air. la viscosité de l'eau étant 300 fois plus élevée que celle de l'hélium, l'épaisseur prédite pour le film d'eau, pour des flux incidents comparables, est de l'ordre de la centaine de microns, cinquante fois plus élevée que celle mesurée pour l'hélium (un facteur 10 vient de la viscosité, un facteur 5 de la différence entre prédiction et mesure pour l'hélium). Cet ordre de grandeur est compatible avec les mesures de Williams[24] (§3.2.6).

## 7.4 Comparaison des pouvoirs frigorifiques déduits de la boîte de Kapitza et des drapeaux

Les drapeaux thermiques nous ont permis de démontrer le pouvoir frigorifique du brouillard. Nous allons maintenant montrer que c'est bien ce brouillard qui est responsable de l'évolution non linéaire du transfert thermique dans la boîte de Kapitza, quand la puissance appliquée augmente.

Pour relier le transfert et le brouillard, nous utilisons le modèle introduit dans la thèse d'E. Di Muoio [1], schématisé sur la figure 7.10. Le brouillard dépose un film liquide sur les parois de la conduite. Lorsqu'on augmente la puissance appliquée  $W$ , le flux à évacuer augmente, et, dans la partie haute de la conduite, la puissance frigorifique  $W_\phi(z)$  apportée par le brouillard ne suffit plus à l'équilibrer. Le film est alors évaporé au-dessus d'une altitude  $z(W)$ , telle que la puissance frigorifique locale compense juste la puissance évacuée par unité de surface vers le liquide.

$$W_\phi(z) = \frac{1}{|\sin(\theta)|} \frac{\Delta T}{R_K} \quad (7.11)$$

où  $\theta$  est l'angle entre la paroi et l'horizontale à l'altitude  $z$ ,  $\Delta T$  la différence de température

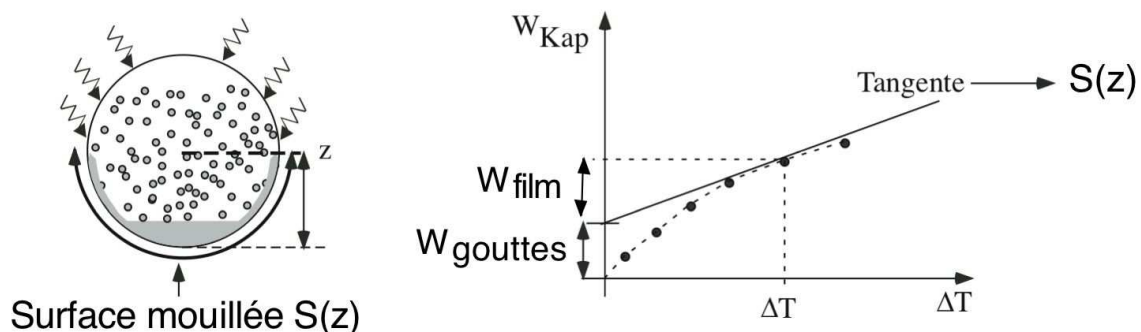


FIG. 7.10 – Scenario pour le transfert thermique et caractéristique associée.  $W_{film}$  est la puissance évacuée vers le liquide par la surface mouillée  $S(z)$  et  $W_{gouttes}$  la puissance utilisée pour évaporer les gouttes entre  $z$  et le haut de la conduite

entre la boîte et la conduite, et  $R_K$  la résistance spécifique de Kapitza. Par ailleurs, la puissance totale évacuée est la somme de la puissance  $W_{film}$  évacuée vers le liquide par la surface mouillée  $S(z)$  et de la puissance  $W_{gouttes}$  utilisée pour évaporer les gouttes entre  $z$  et le haut de la conduite (figure 7.10).

$$W = \int_z^D 2L W_\phi(z) dz + \frac{\Delta T}{R_K} S(z) \quad (7.12)$$

où  $D$  est la hauteur totale de la conduite, et  $L$  la longueur de la boîte de Kapitza<sup>13</sup>.

Lorsqu'on dérive l'équation 7.12 par rapport à  $W$ , compte tenu de l'équation 7.11, le terme en  $\frac{\partial z}{\partial W}$  est nul, et il reste

$$\frac{dW}{d(\Delta T)} = \frac{S(z)}{R_K} \quad (7.13)$$

La pente locale de la caractéristique puissance-température mesure donc la surface encore mouillée à la puissance  $W$ , d'où l'on déduit l'altitude  $z(W)$ . Il suffit alors d'utiliser  $\Delta T$  et l'équation 7.11 pour trouver la puissance frigorifique  $W_\phi(z)$  apportée par le brouillard à cette altitude.

Sauf pour le point N10, nous n'avons pas effectué de mesure assez résolue de la caractéristique de Kapitza pour pouvoir la dériver point à point et en déduire  $W_\phi(z)$ . En effet, la plupart des caractéristiques n'ont été mesurées qu'en 4 points (1, 2, 4, 8 W). Faute de mieux, nous avons donc

13. Le coefficient 2 provient du fait que le film se termine en deux lignes, une de chaque côté de la conduite.



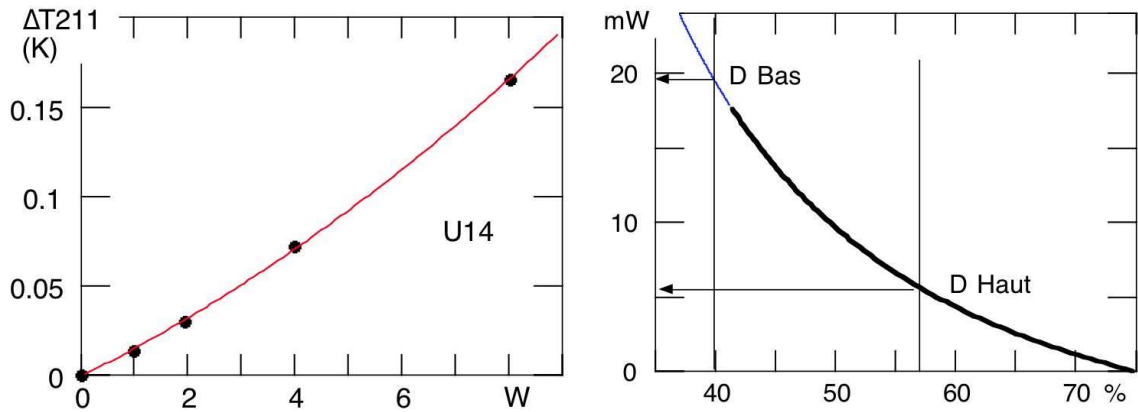


FIG. 7.11 – Extraction de la puissance frigorifique à partir des mesures de Kapitza dans le cas du point U14 : (a) caractéristique thermique mesurée et ajustée; (b) Puissance frigorifique qui en est déduite en fonction de l'altitude (exprimée en pourcentage du périmètre de la conduite). Par simplicité, on a utilisé  $\sin(\theta)=1$  pour l'ensemble de la courbe.

ajusté l'ensemble de la caractéristique  $\Delta T(W)$  à un polynôme de degré 2 (le degré 3 conduit à des inversions de courbure). La figure 7.11a montre, dans le cas du point U14, la caractéristique et son ajustement, d'où l'on déduit la figure 7.11b, qui donne la puissance calculée en fonction de l'altitude du film, convertie en fraction mouillée. On en extrait la puissance frigorifique aux altitudes respectives des drapeaux thermiques haut et bas.

La figure 7.12 compare, pour les points de niveau et de vitesse variable, la puissance frigorifique ainsi déduite de l'étude du Kapitza à celle mesurée directement sur les drapeaux. On observe bien une corrélation entre les deux évaluations, mais la puissance déduite des mesures de Kapitza chute plus vite que celle mesurée par les drapeaux à basse puissance. Nous pensons que cet effet est lié au fait que, dans ces conditions, le film superfluide contribue significativement au refroidissement des drapeaux, alors qu'il n'affecte pas celui des parois de la boîte de Kapitza<sup>14</sup>. De fait, si on utilise les équations 7.3 et 7.4 pour corriger la puissance mesurée sur les drapeaux de l'effet du film superfluide, on observe que les puissances obtenues par les deux méthodes sont du même ordre sur l'ensemble de leur plage de variations (2 à 40 mW). La corrélation est cependant imparfaite. Un examen détaillé montre en particulier un problème à forte vitesse<sup>15</sup>.

Malgré ce problème, nous pensons que la figure 7.12 est une forte indication que l'amélioration du transfert thermique global est quantitativement liée à l'impact des gouttes en paroi. Cette

14. En effet, dans les mesures de Kapitza, les gouttes n'impactent que sur une face de la paroi de la conduite.

15. De 14 à 17  $\text{m.s}^{-1}$  les puissances frigorifiques mesurées sur les drapeaux augmentent significativement plus (de 40% pour le drapeau bas et d'un facteur 2 pour le drapeau haut) que celles déduites du Kapitza (de 15% et de 40%)

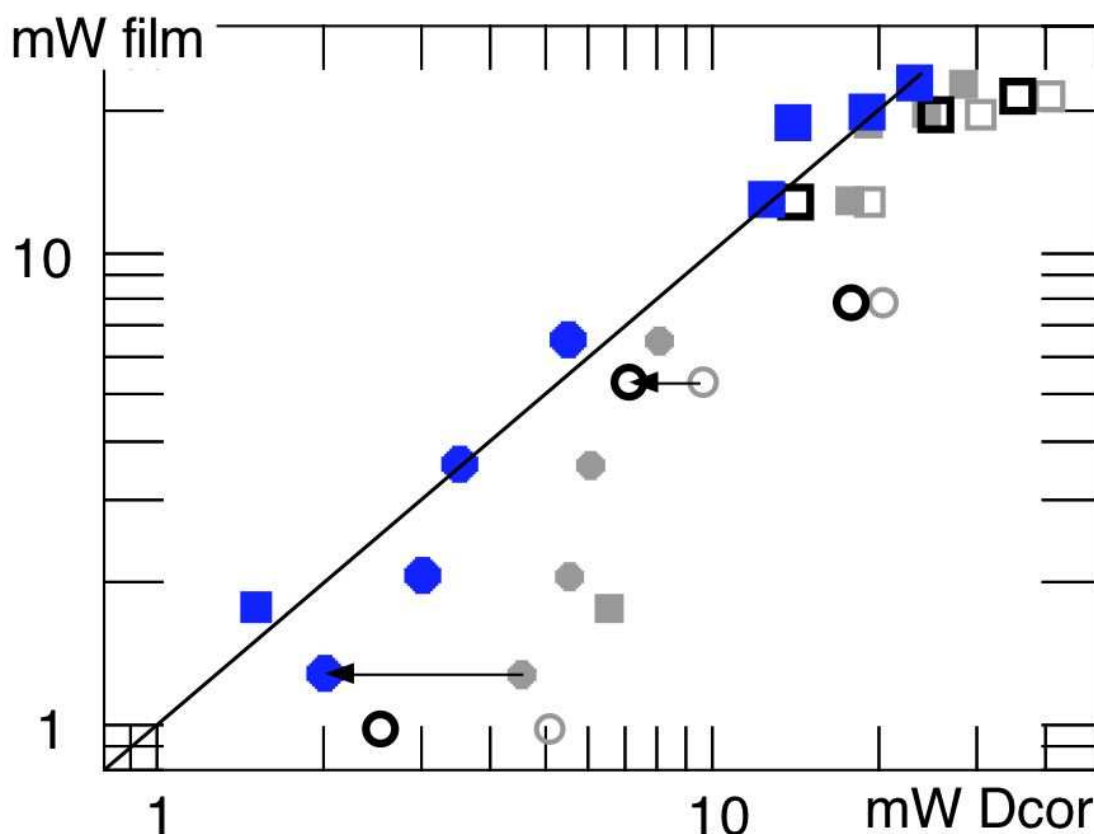


FIG. 7.12 – Cette figure montre que les puissances frigorifiques extraites des mesures de Kapitza et des drapeaux thermiques sont comparables. Ronds : drapeau haut; carrés : drapeau bas; symboles ouverts : mesures à vitesse variable; fermés : à niveau variable; Petits symboles (grisés) : puissance des drapeaux non corrigée du film superfluide. Gros symboles : après correction. La droite correspond à l'égalité des deux types de mesures.

conclusion permet d'estimer, en ordre de grandeur, la puissance frigorifique liée à l'atomisation si on connaît la densité interfaciale et la vitesse d'impact. Par exemple, pour  $14 \text{ m.s}^{-1}$ , la figure 6.25 donne une densité interfaciale (optique) moyenne dans la moitié inférieure de la conduite d'environ  $0.5 \text{ cm}^{-1}$  et la figure 6.44 un diamètre moyen de 20 à  $30 \mu\text{m}$  (selon la méthode utilisée pour l'évaluer). En combinant ces chiffres avec une vitesse d'impact de  $0.1 \text{ m.s}^{-1}$  et une section de  $0.06 \text{ cm}^2/\text{cm}$  (moitié inférieure de la conduite), l'équation 7.2 donne une puissance totale<sup>16</sup> extractible par le brouillard d'environ  $20 \text{ W.m}^{-1}$ , soit 8 W sur les 40 cm de la boîte de Kapitza. Alternativement, si on extrapole audacieusement la parabole de la figure 7.11a jusqu'à atteindre une pente correspondant au mouillage massif (environ 20%), ce qui se produit à 26 W, la puissance extractible totale  $W_{\text{gouttes}}$  (figure 7.10) est trouvée de l'ordre de 9 W, ce qui est compatible.

16. On néglige la contribution de la partie supérieure, beaucoup plus faible du fait de la stratification.

Il est important de souligner que cette puissance extractible l'est au prix d'une différence de température à travers la paroi. Dans l'exemple ci-dessus, lorsque le film est entièrement évaporé à 26 W, cette différence est de 0.8 K, ce qui est incompatible avec un fonctionnement en superfluide du bain pressurisé (donc, dans le contexte du LHC, des aimants supraconducteurs). Aussi, ne parler qu'en termes de puissance extractible par le brouillard est trompeur. C'est la caractéristique d'échange dans son ensemble qui est importante. Il faut donc avoir une idée du profil vertical de densité interfaciale si on veut faire des prédictions sur la qualité de l'échange.

## 7.5 Conséquences pour le refroidissement des aimants du LHC

En régime nominal, les puissances à évacuer au LHC sont modérées, de l'ordre de  $0.5 \text{ W.m}^{-1}$  pour la plupart des aimants, et  $5 \text{ W.m}^{-1}$  au niveau des aimants de focalisation[50] situés juste avant les expériences (ATLAS et CMS). Les pertes induites correspondent à une vitesse du gaz trop faible pour atomiser significativement, mais la phase liquide massive suffit alors à assurer l'échange nécessaire. La situation change dans les différents scénarii d'amélioration ('upgrade') du LHC. Si les puissances à évacuer sur les aimants de courbure reste estimée à moins de  $1 \text{ W.m}^{-1}$ , celle sur les aimants de focalisation ('inner triplets') peut aller de 10 à  $100 \text{ W.m}^{-1}$  selon les cas[51]. On peut alors se poser la question de l'intérêt de passer en régime atomisé pour améliorer l'échange par rapport à un écoulement stratifié.

Comme nous l'avons vu ci-dessus, le brouillard peut extraire de l'ordre de  $20 \text{ W.m}^{-1}$  pour une vitesse de  $14 \text{ m.s}^{-1}$  (et un débit de  $12 \text{ g.s}^{-1}$ ). Naïvement, ceci semble déjà permettre de fonctionner dans plusieurs régimes (dont un fonctionnement à 14 TeV au lieu de 7 TeV). Mais nous avons souligné que c'est la caractéristique d'échange qui est importante, et il faut donc raffiner l'analyse. La figure 7.13 reprend les caractéristiques obtenues dans notre étude pour différents débits liquide et gazeux. A la puissance injectée de 8 W, correspondant à  $20 \text{ W.m}^{-1}$ , la différence de température entre pressurisé et diphasique est inférieure à 0.3 K pour toutes les conditions étudiées. Pour les points à niveau fixe (80% de la capacité C3, correspondant à une hauteur liquide de 3.2 mm), cet échange est observé dès une vitesse de  $7 \text{ m.s}^{-1}$  (et un débit total de  $6 \text{ g.s}^{-1}$ ), situation pour laquelle on a peu d'atomisation. Dans ce cas, le niveau de liquide massif, combiné avec la diminution de la résistance de Kapitza avec l'élévation de température du bain pressurisé, assure l'essentiel de l'échange. Pour le point N7 à  $10 \text{ m.s}^{-1}$  et  $7 \text{ g.s}^{-1}$ , la différence de température à 8 W est un peu inférieure à 0.3 K. Ici, l'échange est meilleur que celui correspondant au seul niveau liquide (environ 60% de la capacité C3, correspondant à une hauteur liquide de 2 mm). Le brouillard contribue à l'échange (comme le montre la courbure de la caractéristique de Kapitza), mais cette contribution est modeste.

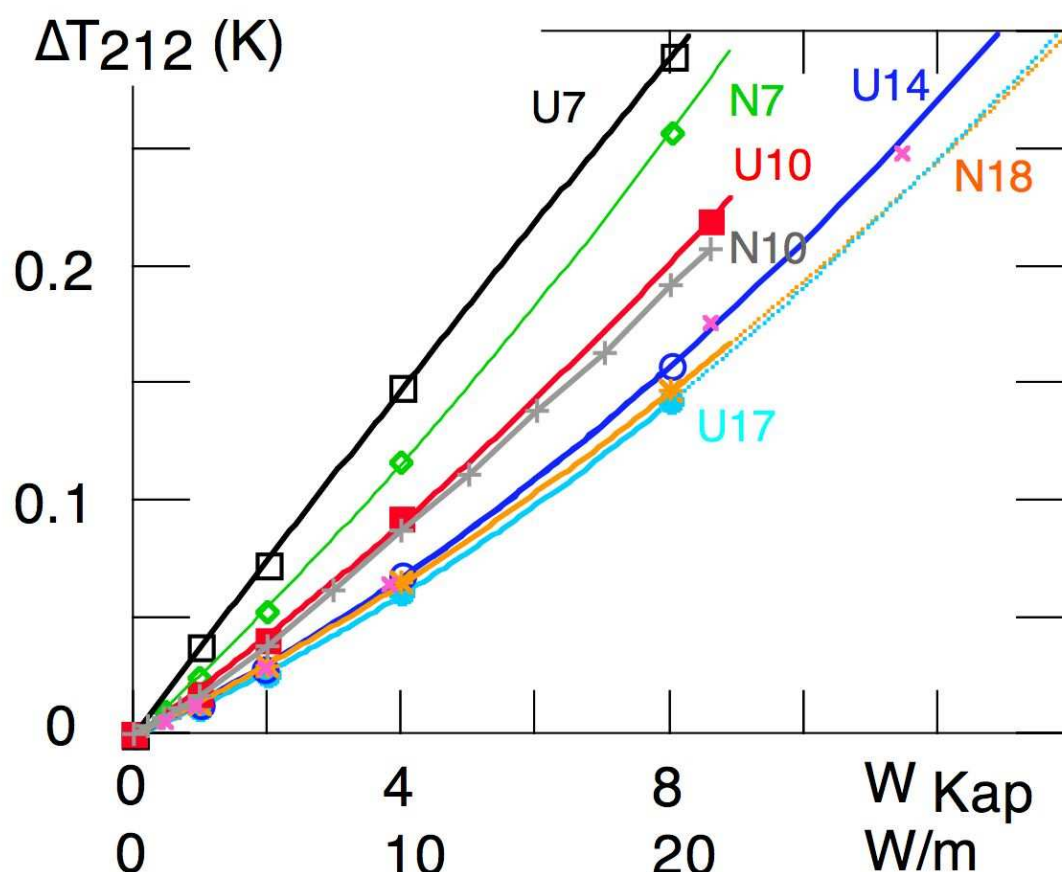


FIG. 7.13 – Comparaison des caractéristiques de Kapitza pour différentes conditions de niveau liquide et de vitesse gaz. L'échelle horizontale est exprimée en  $W$  et en  $W.m^{-1}$ . Points à vitesse variable et niveau fixe : U7 (carrés ouverts), U10 (carrés pleins), U14 (ronds ouverts), 1911 (x, voisin de U14), U17.2 (ronds pleins). Points à niveau variable et  $10 m.s^{-1}$  : N7 (losanges), N10 (croix), N18 (étoiles). Les lignes continues sont des ajustements paraboliques, sauf pour N10 où la ligne relie les points expérimentaux. Pour les points à forte atomisation, les lignes sont extrapolées de 8 W jusqu'à 15 W. On note que le point du 1911 à 12 W tombe bien sur l'extrapolation de U14, ce qui montre que cette extrapolation est raisonnable.

La contribution du brouillard devient significative aux plus forts débits liquides ou vitesses vapeur. Pour les points à niveau fixe, la différence de température entre pressurisé et diphasique à 8 W est 150 mK au-delà de  $14 m.s^{-1}$ . Sans brouillard, pour le même niveau liquide, cette différence de température serait obtenue pour 3W appliqués ( $7.5 W.m^{-1}$ ). Dans ces conditions, l'effet du brouillard est d'augmenter la puissance admissible par un facteur 3 ! A vitesse vapeur fixe de  $10 m.s^{-1}$ , on obtient la même différence de température dès  $12 g.s^{-1}$ .

Si on extrapole<sup>17</sup> le comportement parabolique de la caractéristique U14 jusqu'à 0.3 K, on trouve une puissance correspondante de 13 W, soit  $32 W.m^{-1}$ , au lieu de  $20 W.m^{-1}$  sans

17. Sans utiliser d'extrapolation, le point du 1911 garantit presque 12 W, soit  $30 W.m^{-1}$ , pour une différence de température de 0.25 K.

brouillard pour le même niveau liquide. L'augmentation n'est plus que de 50%, ce qui illustre le caractère fragile du gain apporté par le brouillard.

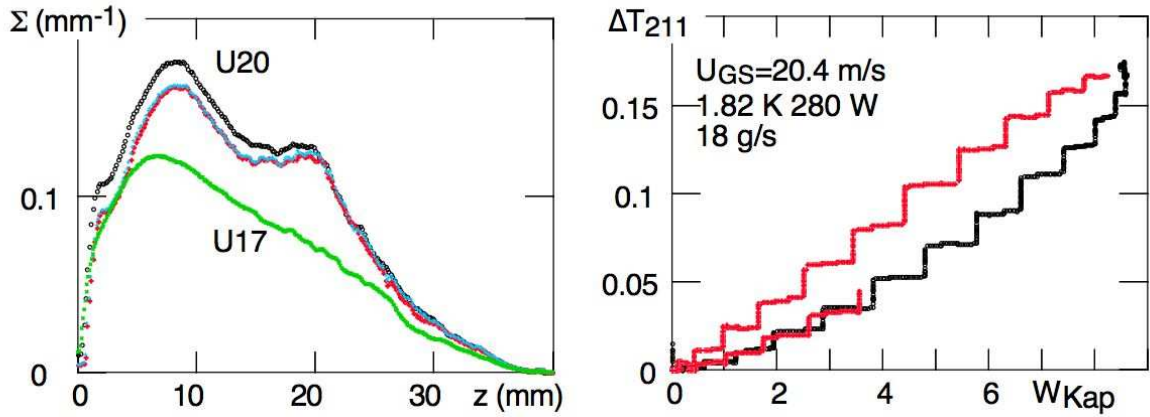


FIG. 7.14 – Échange en atomisation ultime à 1.8 K (point U20 à  $U_{GS}=20.4$  m.s<sup>-1</sup>, niveau 50 à 60% de C3): (a) Profils de densité interfaciale pour U20 et U17. (b) Caractéristique de Kapitza; l'hystérésis est liée au fait qu'on varie rapidement la puissance appliquée (montée par paliers de 0 à 8 W en 120 secondes, et descente dans le même temps). Le résultat important est qu'à 8 W, l'échauffement est de 150 mK, comme à vitesse plus faible.

La limite ultime d'échange correspondrait à une surface 100% mouillée par le brouillard. A 1.8 K, une différence de température de 0.3 K correspond alors à 75 W.m<sup>-1</sup> <sup>18</sup>. On pourrait espérer atteindre cette limite en augmentant encore la vitesse du gaz. Malheureusement, la figure 7.13 montre que l'échange thermique global semble saturer à forte vitesse ou fort débit liquide. Cette saturation est confirmée par le point 'ultime' réalisé le dernier jour de l'expérience ( $U_{GS}=20.4$  m.s<sup>-1</sup> pour 280 W appliqués,  $T=1.82$  K, débit total injecté 18 g.s<sup>-1</sup>, débit liquide restant 5.3 g.s<sup>-1</sup>, niveau 50 à 60% de C3). La densité interfaciale dans ce cas est encore plus élevée qu'à 17 m.s<sup>-1</sup> (figure 7.14a). Dans le même temps, la puissance critique sur le drapeau haut passe de 25 mW à 30 mW. Pourtant, la différence de température pour 8 W appliqués à la boîte de Kapitza reste de l'ordre de 150 mK (figure 7.14b), comme à 14 et 17 m.s<sup>-1</sup>, tandis que la puissance critique sur le drapeau bas évolue peu (figures 6.29a et b). Il semble ainsi qu'il y ait un mécanisme de saturation à grande densité de gouttes. Cette saturation pourrait être liée à une diminution de la probabilité de dépôt. Une telle saturation a en effet été observée dans des écoulements eau-air, et interprétée en termes d'interaction entre les gouttes[52]. En tout état de cause, nos résultats suggèrent que l'atomisation ne devrait pas permettre de dépasser significativement la limite de 30 W.m<sup>-1</sup>.

Cette discussion montre que le brouillard ne permet d'augmenter les pertes admissibles sur le

18. sur la base de 100 W.K<sup>-1</sup> pour la boîte de Kapitza. La diminution du Kapitza avec la température pourrait augmenter ce chiffre jusqu'à 90 W.m<sup>-1</sup>.

bain superfluide des aimants que de  $20 \text{ W.m}^{-1}$  à  $30 \text{ W.m}^{-1}$ , et ce à condition d'avoir une vitesse de gaz suffisante (de  $10$  à  $15 \text{ m.s}^{-1}$ ) et un niveau liquide de l'ordre de  $3 \text{ mm}$ . Si cette conclusion permet d'espérer un fonctionnement robuste des aimants de focalisation dans plusieurs scénarii d'amélioration du CERN, elle montre aussi que le mouillage total requis par les régimes à  $50$ - $100 \text{ W.m}^{-1}$  semble hors de portée dans la géométrie actuelle d'échangeur. Si on se réfère aux premières expériences menées au CEA-SBT[3], une solution possible pourrait être de forcer un régime annulaire d'écoulement en diminuant le diamètre du tube de  $40$  à  $20 \text{ mm}$ . Il faudrait alors compenser la perte de surface d'échange en utilisant deux conduites en parallèle (voire plus si on veut conserver les mêmes pertes de pression).

## 7.6 Pertes de pression

Il nous faut maintenant étudier l'influence de l'atomisation sur les pertes de pression. La ligne étant localement à la pression de vapeur saturante, ces pertes de pression peuvent être déduites de la différence de température entre deux thermomètres distants de  $9.40 \text{ m}$ , ou directement mesurées par un manomètre différentiel (situé entre les mêmes points). La figure 7.15 montre l'équivalence des deux méthodes pour l'ensemble des conditions explorées, tandis que la figure 7.16 montre la dépendance de la perte de pression (mesurée à partir des températures) en fonction du carré de la vitesse superficielle de la vapeur. La différence de pression maximale est obtenue pour le point le plus rapide, U20, et vaut  $4 \text{ mb}$ , correspondant à une différence de température d'environ  $65 \text{ mK}$  à  $1.8 \text{ K}$ , soit un gradient de  $6.5 \text{ mK.m}^{-1}$ . La perte de pression augmente, comme on s'y attend, avec la vitesse. Elle augmente également avec la température. La figure 7.17 montre que tous les points se regroupent presque sur une droite unique de pente  $0.2 \text{ m}^{-1}$ , si on trace la perte de pression en fonction de  $\rho_G U_{GS}^2$ , ce qui suggère que l'effet de la température est essentiellement lié à l'augmentation de la densité de la vapeur.

Un comportement linéaire en  $\rho_G U_{GS}^2$  évoque un régime monophasique turbulent. Dans ce cas, la pente attendue est  $\frac{dP}{d(x/D)} = \lambda \frac{\rho_G U_{GS}^2}{2}$ , où  $x$  est l'abscisse selon la conduite,  $D$  le diamètre de la conduite, et  $\lambda$  un coefficient qui dépend du nombre de Reynolds et de l'état de surface de la conduite. Pour une conduite lisse en régime turbulent, une équation fréquemment utilisée<sup>19</sup> est  $\lambda = 4 \times 0.047 Re^{-0.2}$ . Ici, nous avons utilisé l'équation de Blasius,  $\lambda = \frac{0.32}{Re^{1/4}}$ , qui donne des résultats très proches. Pour nos Reynolds ( $0.3$  à  $4.10^6$ ),  $\lambda$  vaut  $0.01$  à  $20\%$  près. La figure 7.18 montre les mêmes données, plus celles provenant de la montée en puissance à débit fixe, en

19. Des mesures effectuées à Cadarache ont montré que cette équation rend bien compte des pertes de charge dans notre conduite pour un écoulement monophasique d'azote à température ambiante (dans la même gamme de Reynolds que ceux rencontrés ici).

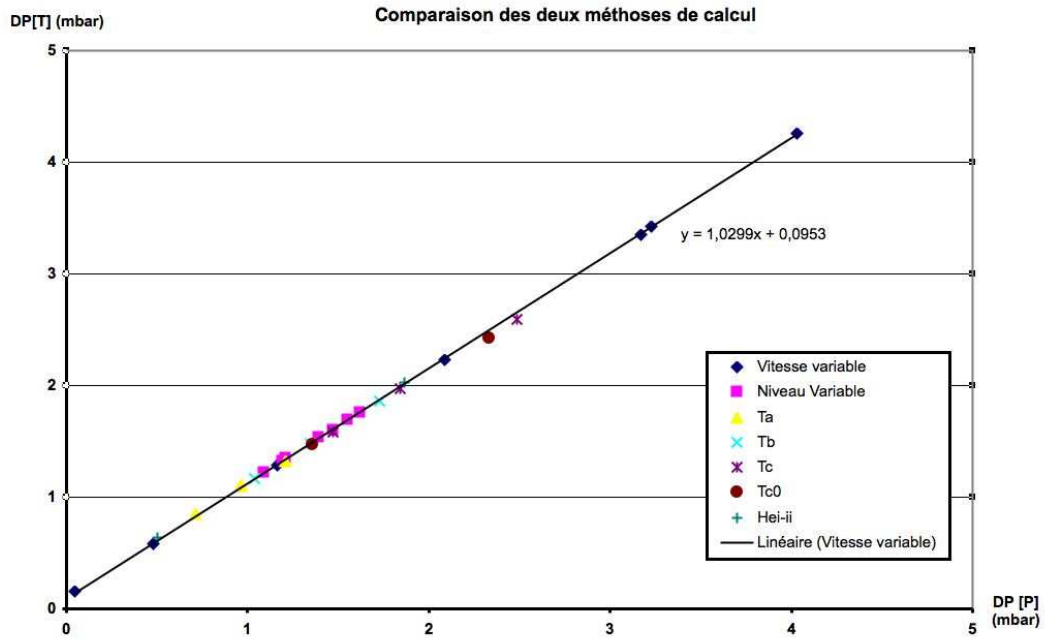


FIG. 7.15 – Comparaison des pertes de pression mesurées par le manomètre différentiel et par la différence de température de saturation.

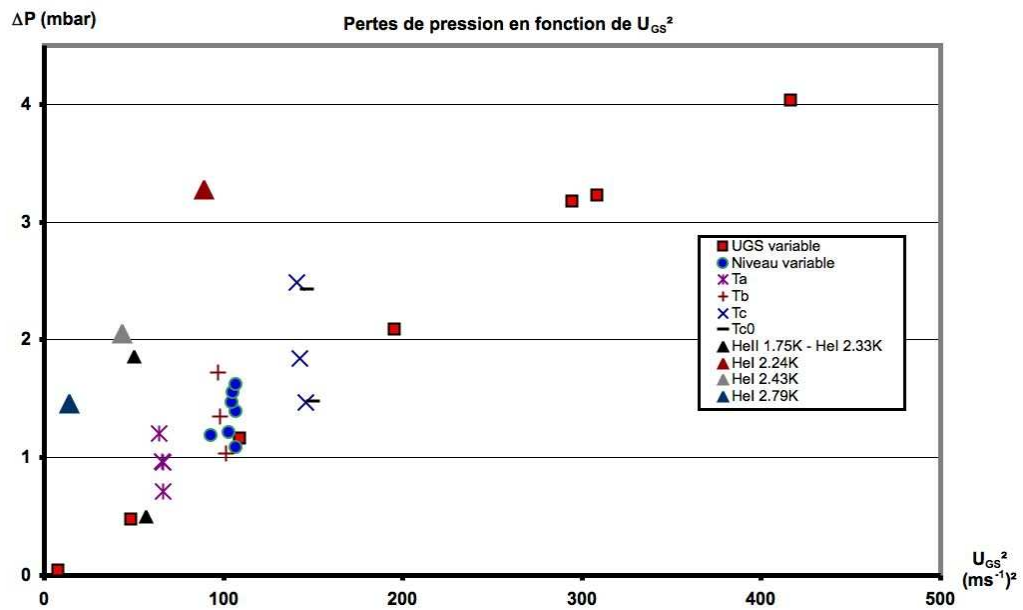


FIG. 7.16 – Pertes de pression en fonction de la vitesse du gaz.

échelle log-log. Nous avons tracé la perte de pression à la fois pour un  $\lambda$  fixe (égal à sa valeur à  $20 \text{ m.s}^{-1}$ ) et en tenant compte de sa dépendance en Reynolds. L'ensemble des données suit cette variation, mais avec un préfacteur de l'ordre du double de la prédiction monophasique. On note cependant une tendance à s'en rapprocher aux grandes énergies cinétiques et à en s'éloigner aux



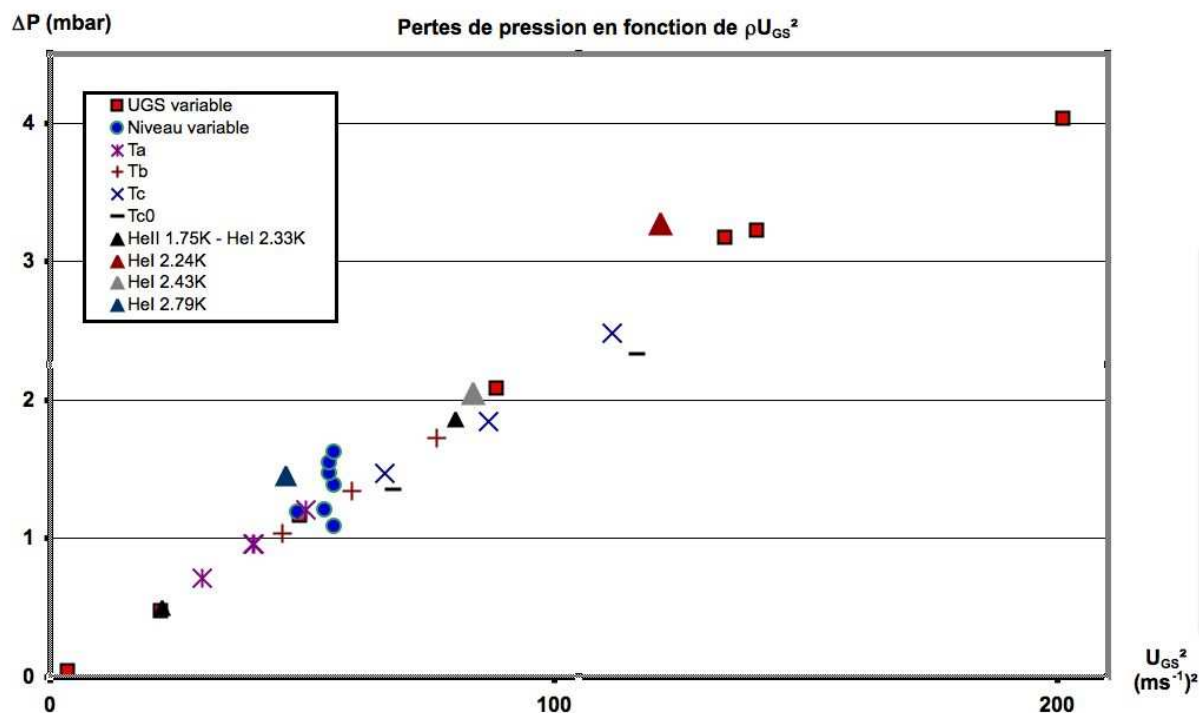


FIG. 7.17 – Pertes de pression en fonction de l'énergie cinétique du gaz.

faibles.

Ce comportement n'est pas reproduit par le code du SBT intégrant la corrélation empirique d'Hanratty (représenté ici pour un débit total 14 g.s). Cette dernière, basée sur des expériences en eau-air, est censée décrire l'effet de la vitesse de la vapeur sur la rugosité de l'interface liquide-vapeur<sup>20</sup>, donc la friction entre vapeur et liquide, en termes d'un seul paramètre, la vitesse seuil (en-dessous de cette vitesse, on suit le comportement de Taitel et Dukler pour une interface lisse (§2.2.1)). Comme dans les expériences Cryoloop précédentes, une vitesse seuil de  $3.2 \text{ m.s}^{-1}$  permet de rendre raisonnablement compte des pertes de pression mesurées dans la région du millibar. Par contre, on ne reproduit pas les pertes mesurées dans les nouvelles conditions que le 400 W permet d'explorer : basse vitesse et fort débit liquide, où les pertes sont plus grandes que prédit par Hanratty, et vitesse très élevée, au voisinage de l'assèchement, où, au contraire, on a tendance à se rapprocher du modèle monophasique.

Indépendamment de tout modèle, l'écart à la théorie monophasique suggère une contribution liée au caractère diphasique de l'écoulement. Une démonstration directe en est fournie par l'étude des points à niveau variable. A  $\rho_G U_{GS}^2$  constant, ces points montrent une augmentation

20. Il est aussi possible que cette corrélation intègre l'effet du brouillard.

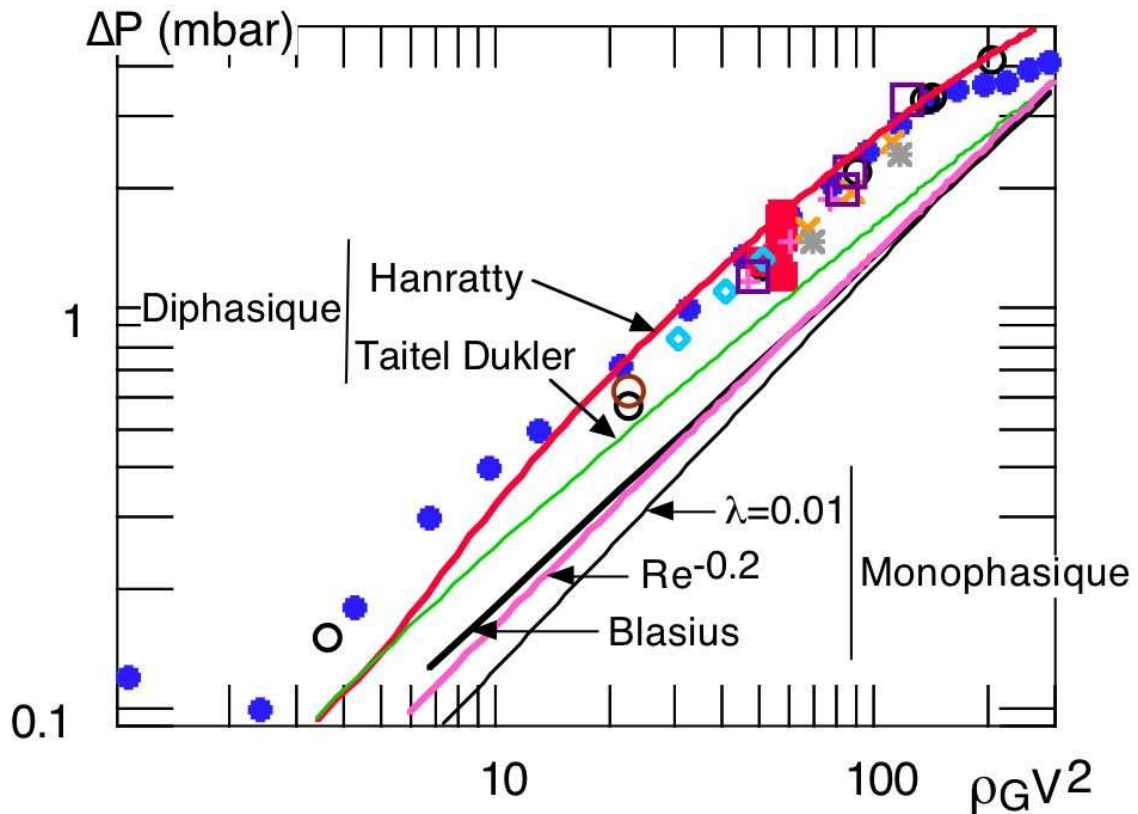


FIG. 7.18 – Pertes de pression en fonction de l'énergie cinétique du gaz: comparaison aux modèles. Données ; Ronds ouverts : points à vitesse variable; ronds fermés : montée en puissance du 8/12; carrés pleins : points à niveau variable; losanges, croix, x, \* : points à température variable (conditions a,b,c,c0) ; gros rond ouvert : 1.75 K; gros carrés ouverts : fluide normal. Modèles : Droite fine : régime turbulent rugueux avec  $\lambda = 0.01$ ; Droites épaisses : loi de Blasius, avec  $\lambda = \frac{0.32}{Re^{1/4}}$  et corrélation utilisée au SBT,  $\lambda = 4 \times 0.047 Re^{-0.2}$ . Courbes continues : modèle de Taitel et Dukler et modèle d'Hanratty.

des pertes de pression avec le niveau. A priori, on peut attribuer cet effet à l'influence de l'interface liquide et de ses vagues sur l'écoulement turbulent et/ou à l'arrachement et à l'accélération des gouttes jusqu'à la vitesse du gaz<sup>21</sup>. Cette conclusion est également compatible avec le comportement de la perte de pression lors de la montée en puissance à débit fixe du 8/12/2004. Pour les fortes puissances (au-delà de 260 W et jusqu'à 320 W), lorsque on va vers l'assèchement (baisse du niveau et de l'atomisation), on se rapproche de la prédiction monophasique. Inversement, pour les faibles puissances, quand on passe de 20 W à 40 W, on s'éloigne de la contribution monophasée, alors qu'on reste en-dessous du seuil de formation du brouillard.

21. L'augmentation de niveau réduit également la section de passage  $S_{vap}$  de la vapeur. En régime turbulent monophasique en conduite circulaire et à débit vapeur donné, la perte de charge varie comme  $S_{vap}^{-2.5}$ . Sur cette base, l'effet du niveau sur la perte de charge est d'environ 10% et 20% pour des valeurs respectives de C3 de 80% et 100%, ce qui est nettement inférieur aux écarts observés.

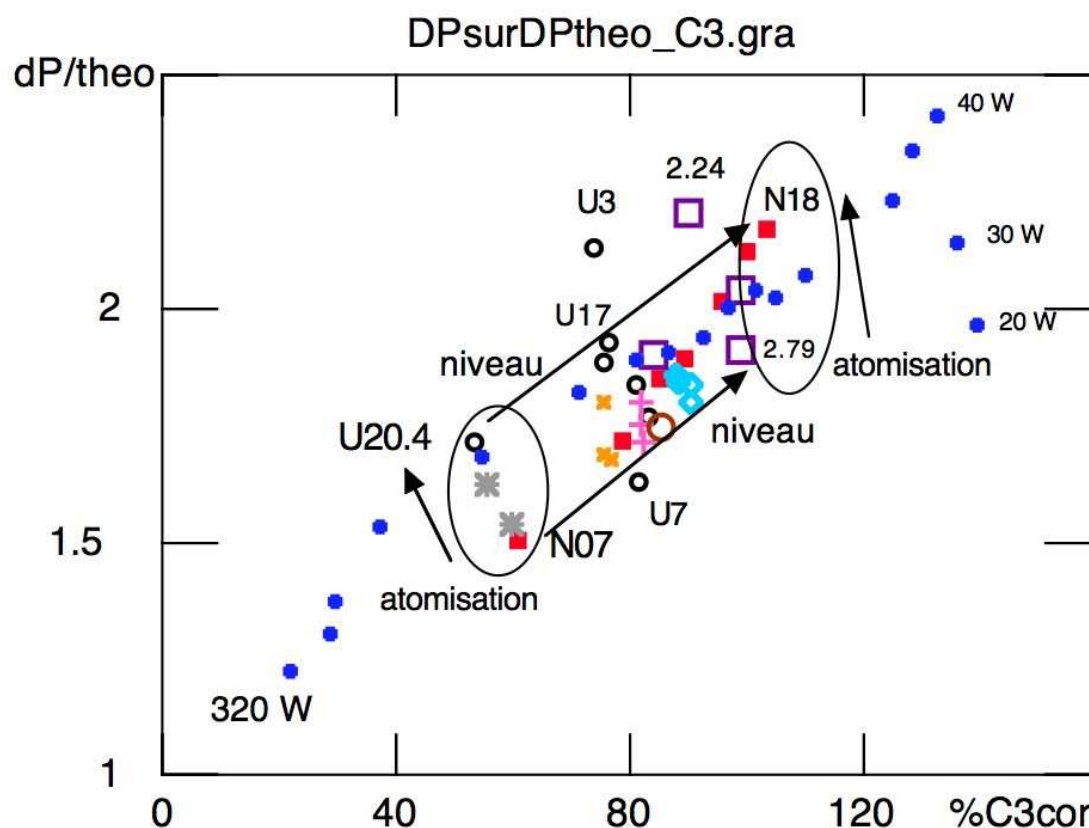


FIG. 7.19 – Effet du niveau sur les pertes de pression : Le rapport des pertes de pression mesurées à la prédiction de Blasius augmente avec le niveau liquide, et avec le degré d'atomisation. Mêmes symboles que pour la figure 7.18.

Ce comportement indique que l'interface liquide-gaz induit des pertes de pression, et que ces pertes sont plus importantes quand l'interface est agitée. Cet effet rend complexe l'analyse de l'effet du brouillard. Pour séparer les deux contributions, nous avons tracé dans la figure 7.19 le rapport de la perte de pression mesurée à la prédiction de Blasius en fonction du niveau (mesuré par les sondes capacitatives, et exprimé en % de la capacité  $C3$ ). Dans un premier temps, nous pouvons comparer les points N16 et 2.79 K. Ces points ont des niveaux et des  $\rho_G U_{GS}^2$  comparables, la faible vitesse pour le point en fluide normal étant compensée par sa densité élevée en vapeur. Pourtant, la perte de pression est de l'ordre de 20% plus élevée pour le point N16. Nous attribuons cet écart au fait que ce point est beaucoup plus atomisé que le point à 2.79 K. De même, si nous acceptons maintenant de comparer des points de  $\rho_G U_{GS}^2$  différents (il faut alors faire confiance à la prédiction de Blasius pour compenser cette différence), le fait que la perte de pression pour le point U20 soit plus élevée que pour le point de même niveau N7 s'explique par la forte atomisation de U20.

Pour quantifier l'effet du brouillard, nous faisons l'hypothèse que le rapport de la contribu-

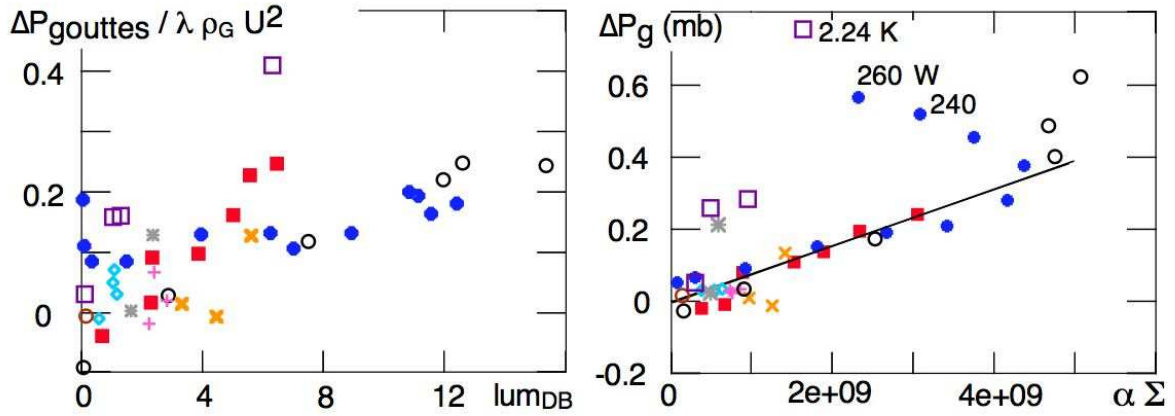


FIG. 7.20 – (a) Contribution du brouillard aux pertes de pression. Mêmes symboles que pour la figure 7.18. L'ordonnée est la perte de pression corrigée des contributions monophasique et d'interface, mesurées en l'absence de brouillard, normalisée à la contribution monophasique  $\propto \lambda \cdot \rho_G U_{GS}^2$ . L'abscisse est le signal de diffusion de la nappe, proportionnel (facteur  $3.2 \cdot 40$ ) à la densité interfaciale  $\Sigma$  du brouillard, à la hauteur du drapeau bas. (b) Comparaison au modèle de l'équation 7.17. L'ordonnée est la perte de pression corrigée (en mbar). L'abscisse est proportionnelle à la densité interfaciale du brouillard au niveau de l'interface, à la largeur de l'interface, et à la vitesse du gaz, et à l'inverse de la viscosité. La pente de la droite vaut 75% de la valeur calculée pour un diamètre de 20  $\mu\text{m}$ .

tion de l'interface à la perte de pression monophasique est proportionnelle à la largeur (perpendiculairement à l'écoulement) de l'interface<sup>22</sup>, donnée par les capteurs capacitifs pariétaux, avec une pente donnée par les points N7, 2.79 K, et 320 W de la montée en puissance du 8/12/2004 (pour lesquels l'atomisation est faible ou modérée). Nous pouvons alors retracer dans la figure 7.20a les points corrigés de cette contribution, en fonction de la densité interfaciale du brouillard mesurée par la nappe au niveau du drapeau bas. Le résultat est compatible avec un effet net du brouillard. A l'exception du point à 2.24 K (pour lequel nous avons également observé un excès de pouvoir frigorifique du brouillard), l'effet maximal du brouillard sur les pertes de pression ne dépasse pas 25% de la valeur monophasique. Cet effet est plus faible que celui de l'interface liquide-vapeur, qui est d'environ 75% de la perte de pression monophasique lorsque le niveau correspond à un périmètre mouillé de l'ordre de 25% du périmètre total.

Les points de la figure 7.20a ne tombent pas sur une courbe unique. Ce n'est pas surprenant car rien ne prouve que l'effet du brouillard doive être proportionnel à  $\rho_G U_{GS}^2$ . De plus, on s'attend aussi à un couplage des effets du niveau et du brouillard. Lorsque le niveau augmente, l'étendue transverse du brouillard, dans sa zone la plus dense (proche de l'interface) augmente également. Ceci peut expliquer que l'effet du brouillard soit plus marqué pour les points à niveau variable que ceux à vitesse variable.

22. On suppose que cette contribution n'augmente pas avec la rugosité de l'interface induite par la vitesse du gaz, et on trouve donc ainsi une borne supérieure de l'effet du brouillard.

Un modèle minimal nous permet de comprendre que le brouillard n'induit que des pertes de pression modérées. Nous pouvons estimer la perte de pression due au brouillard en écrivant que le travail correspondant des forces de pression sert à créer et à accélérer les gouttes<sup>23</sup>. Le premier terme est en fait négligeable devant le second. En effet, le rapport de l'énergie de surface associée à une goutte de diamètre  $d$  à son énergie cinétique à la vitesse du gaz  $V_G$  vaut :

$$\frac{E_{cin}}{E_{surf}} = \frac{1}{12} \frac{\rho_L}{\rho_G} \frac{\rho_G U_G^2 d}{\sigma} \quad (7.14)$$

, où nous avons fait apparaître le nombre de Weber associé aux gouttes. Au minimum (vitesse de  $5 \text{ m.s}^{-1}$  et diamètre de 10 microns), celui-ci vaut 0.4 à 1.8 K. Le rapport des densités liquide et gaz étant 300 à la même température, le rapport de l'équation 7.14 est supérieur à 10.

En conditions stationnaires et établies, nous pouvons estimer le flux volumique arraché à la surface en exprimant qu'il est égal au flux de gouttes retombant dans le liquide<sup>24</sup>. De façon analogue à l'équation 6.1, ce dernier est de l'ordre de

$$F = \Sigma_{opt} \cdot d_{10} \cdot v_{depot} \quad (7.15)$$

où  $\Sigma_{opt}$  est la densité interfaciale au niveau de l'interface, et  $v_{depot}$  la vitesse à laquelle les gouttes se déposent dans le liquide, somme de la vitesse de chute et de la vitesse d'entraînement par le gaz. Considérons une longueur  $\Delta L$  de conduite. Le travail des forces de pression pendant un temps  $dt$ ,  $\Delta P U_G S_{tube} dt$  est égal à l'énergie transférée aux gouttes arrachées à l'interface de largeur  $\ell$  pendant cet intervalle de temps,  $F \ell \Delta L \frac{\rho_L U_G^2}{2}$ . Le bilan d'énergie s'écrit alors :

$$\Delta P U_G S_{tube} = \frac{\rho_L U_G^2}{2} \Sigma_{opt} \cdot d_{10} \cdot v_{chute} \ell \Delta L \quad (7.16)$$

où  $S_{tube}$  est la section transverse de la conduite. On en déduit, pour une conduite de diamètre  $D$  :

$$\frac{\Delta P}{\Delta L / D} = \rho_G U_G^2 \frac{v_{chute}}{U_G} \frac{\rho_L}{\rho_G} \Sigma_{opt} / 2 \cdot d_{10} \frac{\ell}{\pi D / 4} \quad (7.17)$$

En régime de Stokes, la vitesse de chute est  $v_{chute} = \frac{d^2 g \rho_L}{18 \eta_G}$ . Pour une goutte de diamètre  $20 \mu\text{m}$ , on trouve<sup>25</sup>  $10 \text{ cm.s}^{-1}$ . Cette vitesse est de l'ordre de la vitesse d'impact mesurée sur les

23. On considère que l'énergie cinétique des gouttes est dissipée quand les gouttes retombent.

24. On suppose que le ruissellement du film est négligeable. On calcule ainsi une borne inférieure du flux arraché, donc de la perte de pression.

25. Cette vitesse correspond à un nombre de Reynolds voisin de l'unité, donc valide l'hypothèse du régime de Stokes. De plus, elle donne un temps de vie de la goutte dans la vapeur de 0.1 s, pour une hauteur de stratification de 1 cm. Pour une vitesse axiale typique de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ , la longueur parcourue pendant ce temps est de 1 m, inférieure aux 10 m de la ligne, ce qui valide l'hypothèse du régime établi.

drapeaux thermiques, ce qui montre que la contribution des fluctuations turbulentes à la vitesse de dépôt est comparable à celle de la gravité. Nous pouvons alors estimer un ordre de grandeur du préfacteur de  $\rho_G U_G^2$ , pour un mouillage 100% de  $C_3$  ( $\ell = \pi D/4$ , en prenant la vitesse de dépôt égale à la vitesse de chute.  $v_{chute}$  est de l'ordre du % de  $U_G$ .  $\Sigma_{opt}/2 \cdot d_{10}$ , de l'ordre de la fraction volumique occupée par les gouttes, peut atteindre quelques  $10^{-3}$  au niveau de l'interface (d'après la diffusion du laser vertical).  $\frac{\rho_L}{\rho_G}$  étant de l'ordre de 300, le préfacteur est de l'ordre d'une fraction de %, soit une fraction du préfacteur  $\lambda$  du régime monophasique. Cet ordre de grandeur est compatible avec la figure 7.20a.

La figure 7.20b teste alors l'équation 7.17 pour l'ensemble des conditions; elle représente les mêmes données que la figure 7.20a (contribution du brouillard à la perte de pression) en fonction du paramètre  $\Sigma_{opt} \frac{\ell}{\pi D/4} U_G / \eta_G$ , mesuré au niveau de l'interface sur les images de nappe. La pente de la droite en traits pleins est les 3/4 du préfacteur attendu selon l'équation 7.17,  $\frac{\Delta L}{2D} d^3 \frac{\rho_L^2 g}{18}$ , avec  $d = 20 \mu\text{m}$ . Pour la plupart des points, cette droite rend bien compte de l'effet observé. Sans surestimer cet accord (qui dépend de la valeur précise prise pour le diamètre), le mécanisme proposé paraît ainsi vraisemblable. Cependant, les données en fluide normal et pour les points à forte puissance du 8/12/2004, respectivement caractérisées par une densité élevée de la vapeur et une atomisation importante pour un niveau bas de liquide, se détachent nettement alors que ce n'était pas le cas dans les coordonnées de la figure 7.20a. Par rapport à cette dernière figure, la densité élevée de la vapeur, pour les points en fluide normal, tire en effet l'ordonnée vers le haut dans la figure 7.20b, sans compensation sur l'abscisse (car, selon l'équation 7.17, cette dernière ne fait pas intervenir la densité de la vapeur). Quant aux points à forte puissance du 8/12/04, c'est la baisse rapide du niveau, à vitesse et densité interfaciale à peu près constantes, qui tire leur abscisse vers le bas, sans compensation sur l'ordonnée. Ces problèmes pourraient refléter une inadéquation de l'équation 7.17, mais aussi venir d'une mauvaise soustraction de la contribution de l'interface aux pertes de pression. En tout état de cause, même pour ces points, les pertes attribuées à l'atomisation ne sont pas un ordre de grandeur plus élevées que les pertes prédites par notre modèle.

Notre analyse comme notre modèle impliquent que les conséquences de l'atomisation sur les pertes de pression sont modérées par rapport à l'influence directe de la vitesse qui produit cette atomisation. Dans un fonctionnement à 1.8 K et  $14 \text{ m.s}^{-1}$ , dont nous avons vu qu'il permet déjà d'obtenir un échange maximal, l'effet combiné du niveau et de l'atomisation fait passer de la valeur de Blasius (légèrement supérieure à  $10 \text{ Pa.m}^{-1}$ ) à  $20 \text{ Pa.m}^{-1}$ . Sur 100 m, la perte de pression serait de 20 mb, ce qui impliquerait une élévation de température de 250 mK de l'extrémité opposée à l'aspiration. Le cas du LHC est cependant plus favorable parce que la dissipation est uniforme le long de la ligne, et parce que le diamètre utilisé est supérieur à



celui de Cryoloop (56 mm). Le premier effet implique une variation linéaire de la vitesse le long de la ligne, qui divise par 3 la perte de pression par rapport à celle calculée avec une vitesse uniforme, égale à celle en bout de ligne. Le second effet, en monophasique turbulent, la diviserait par un facteur supplémentaire  $(56/40)^5$ , ce qui donne au total 1.2 mb au lieu de 20 mb, soit 21 mK, ce qui est acceptable. Sur 30 m (longueur d'un aimant de focalisation[50]), l'élévation de température serait encore plus faible. Il est donc bien possible d'utiliser un tel régime pour améliorer les performances de refroidissement au niveau des aimants de focalisation.

## 7.7 Conclusions

Dans ce chapitre, nous nous sommes d'abord intéressés à l'atomisation. L'analyse des résultats nous a permis de proposer une méthode simple pour évaluer, pour une puissance injectée et un débit total donnés, la vitesse de la vapeur, ainsi que la hauteur et la vitesse du liquide dans la ligne. La hauteur permet de connaître la surface disponible pour le transfert thermique en l'absence de brouillard, ainsi que pour l'atomisation. Connaissant cette surface, et la vitesse vapeur, on peut interpoler nos résultats optiques pour estimer une densité interfaciale au niveau de l'interface. La hauteur de stratification ( $\approx 1$  cm) et le diamètre des gouttes ( $\approx 20 \mu\text{m}$ ) variant peu, on peut alors estimer a priori le volume transporté par les gouttes.

Le pouvoir frigorifique du brouillard comme l'épaisseur de film déposé font intervenir de surcroît de la vitesse d'impact des gouttes sur les parois. Compte tenu de nos résultats, celle-ci peut être évaluée à  $10 \text{ cm.s}^{-1}$ , indépendamment de la vitesse de la vapeur entre 8 et  $20 \text{ m.s}^{-1}$ , ce qui permet d'estimer le pouvoir frigorifique. De là, grâce au modèle développé pour le transfert thermique global, on pourrait espérer prédire l'échange en fonction de la puissance à dissiper. Cependant, nos expériences montrent une saturation des propriétés d'échange à forte atomisation, ce qui suggère que l'hypothèse d'une vitesse d'impact constante pourrait être trop optimiste.

Nous avons également mesuré et discuté les pertes de pression. Il ressort de notre analyse que le brouillard a un rôle limité sur ces pertes, qui semblent essentiellement contrôlées par les contributions monophasique et du frottement sur l'interface. On peut raisonnablement les majorer par le double de la contribution monophasique. Sous cette hypothèse, les pertes de charge correspondantes au LHC ne seront pas rédhibitoires, même à vitesse vapeur très élevée. L'atomisation pourrait alors apporter un gain d'échange permettant le refroidissement des aimants de focalisation dans certains scénarii, mais pas pour les pertes ultimes envisagées. Dans ce cas de figure, on aurait plutôt intérêt à provoquer une transition annulaire de l'écoulement en changeant la



géométrie de la conduite.



---

---

# 8

---

---

## CONCLUSION

---

---

L'étude présentée porte sur des écoulements diphasiques co-courants d'hélium, dans un tube échangeur quasi-horizontal, principalement dans le domaine superfluide. Son objectif général était d'affiner notre compréhension des phénomènes physiques mis en jeu dans les écoulements d'hélium du type de celui mis en œuvre dans le refroidissement des aimants du LHC. En particulier, nous avons concentré nos efforts sur la caractérisation des écoulements atomisés apparaissant à forte vitesse vapeur. Les caractéristiques du brouillard formé et du film liquide déposé en paroi, le pouvoir réfrigérant induit et les pertes de pression ont notamment été mesurés.

Nous avons agi sur les paramètres de contrôle thermohydrauliques de l'écoulement, que sont débit liquide, puissance injectée et température, de sorte à faire varier les caractéristiques des phases liquide et gazeuse de façon maîtrisée. Les performances cryogéniques du nouveau réfrigérateur 400 W nous ont permis d'aborder de façon distincte ("toutes choses étant égales par ailleurs") les effets du niveau liquide, de la vitesse vapeur, de la densité vapeur, et de la superfluidité.

A vitesse et densité vapeur fixes, nous avons établi que l'augmentation du débit liquide dans le tube améliore l'échange thermique avec la paroi au-delà de la simple augmentation de la surface mouillée par le liquide massif. De façon corrélée, nous observons un film liquide en paroi dont l'épaisseur augmente avec le débit liquide. Nous avons montré que ces deux effets sont liés à une atomisation accrue lorsque le débit liquide augmente, un phénomène également observé en eau-air. Nous attribuons ce phénomène à la hausse du niveau liquide. Le mécanisme principal est l'augmentation de la surface atomisable, mais nos mesures optiques à faible distance de l'interface suggèrent également un effet intrinsèque de la hauteur de liquide sur l'atomisation. Quel qu'en soit le mécanisme exact, la sensibilité de l'atomisation au débit liquide implique que l'étude des effets de la vitesse et de la densité de la vapeur doit être réalisée à niveau liquide fixe.

A niveau liquide et densité vapeur fixes, l'augmentation de la vitesse de la vapeur entraîne également une augmentation de l'atomisation, qui se traduit par l'augmentation de la den-

sité du brouillard à toute altitude dans le tube. A très haute vitesse vapeur, on assiste à l'homogénéisation du brouillard par le brassage turbulent du gaz. Les gouttes qui impactent la paroi du tube y forment un film dont l'épaisseur augmente puis sature à partir d'une certaine vitesse vapeur, phénomène qui peut s'expliquer par la réatomisation du film. Une analyse globale des résultats (toutes conditions thermohydrauliques confondues) révèle une dépendance empirique de la densité de gouttes en  $U_{GS}^{3.5}$ .

A niveau liquide et vitesse vapeur fixes, l'augmentation de la densité de la vapeur entraîne une augmentation modérée de l'atomisation (dépendance de la densité de gouttes au plus linéaire avec la densité vapeur), de l'échange thermique, et de l'épaisseur du film liquide déposé en paroi. Cette dernière étant fixée par un équilibre entre le flux de gouttes incident et l'écoulement gravitaire du film, ceci implique que la vitesse d'écoulement du film dépend peu ou pas de la température.

Malgré des données significativement plus difficiles à exploiter en hélium normal (instabilité de l'écoulement liquide, transition mal définie pour la puissance thermique critique, absence de mesures thermiques globales), nous avons montré qu'à conditions hydrauliques données (vitesse vapeur et niveau liquide), l'atomisation est plus importante en fluide normal qu'en superfluide. Une partie de cet effet étant liée à la simple augmentation de la densité de la vapeur, il ne nous a pas été possible de déterminer si l'état superfluide ou non du liquide influe sur le processus d'atomisation. L'épaisseur du film déposé en paroi est du même ordre dans les deux cas, ce qui indique que l'écoulement du film n'est pas fondamentalement différent en fluide normal et en superfluide. Quant à l'efficacité de l'échange thermique, elle est réduite en He I par rapport à celle en He II, essentiellement en raison de la résistance thermique du film dans le cas de l'hélium normal.

Il ressort de nos études que l'échange thermique en paroi est expliqué de façon satisfaisante, sur toute la gamme de conditions thermo-hydrauliques avec atomisation, par la présence d'un film liquide mince. Ce film, dont l'épaisseur diminue fortement avec l'altitude, est uniquement déposé à partir du brouillard stratifié (plutôt que résultant d'une transition de l'écoulement liquide vers un régime annulaire). Son évaporation progressive avec la puissance thermique injectée explique le comportement non linéaire de l'échange thermique global.

Les mesures optiques nous ont permis d'explorer les propriétés du brouillard jusque dans des conditions extrêmes d'atomisation. La vélocimétrie laser a permis une compréhension satisfaisante des profils de vitesse axiale des gouttelettes dans l'ensemble de la section occupée par la phase gazeuse les transportant. Il a notamment été établi que la superfluidité du liquide

n'influence pas le profil de vitesse. Sur l'axe de la conduite, la taille des gouttes semble augmenter avec la vitesse et la densité du gaz, ce qui suggère que le processus fixant la taille des gouttes pour l'hélium n'est pas le scénario classique de cisaillement. Un effet de la superfluidité sur le diamètre a été détecté, mais il pourrait être lié à la variation de la densité de la vapeur avec la température. Néanmoins, les densités de gouttes étant élevées, les résultats de granulométrie sont sujets à caution. L'utilisation de techniques de diffraction laser "modernes" incluant la mise en œuvre d'algorithmes adaptés à la diffusion multiple permettrait d'affiner l'étude des régimes à très forte densité de gouttes (conditions d'atomisation développées, régions proches de l'interface).

Le principal champ d'investigation laissé vierge par notre étude est la vitesse d'impact des gouttes. Une mesure directe de cette quantité permettrait de confirmer la validité de nos modèles de déposition, qui, en l'état, est supposée, la vitesse d'impact en étant déduite. Une utilisation de l'installation PDPA en mode orthogonal (faisceaux incidents dans un plan vertical normal à l'axe de la conduite, détection inchangée) aurait pu permettre une mesure directe de la composante radiale de la vitesse des gouttes, ce qui aurait constitué un progrès décisif. Des problèmes techniques nous ont empêchés de mener à bien cette exploration, mais il n'est même pas sûr que la vitesse radiale mesurée à quelques mm des parois eut été une mesure correcte de la vitesse d'impact sur les parois mêmes.

Globalement, notre vision des phénomènes apparaissant dans la gamme d'écoulements diphasiques d'hélium étudiés ne diffère pas de manière drastique de ce qui peut être prédit en se basant sur les études existantes en eau-air : fraction entraînée, profils de vitesse de gouttes, stratification du brouillard, allure des distributions de diamètres de gouttes, pertes de pression sont essentiellement compatibles avec les modèles classiques. Néanmoins, certaines questions soulevées par la caractérisation du brouillard restent en suspens, notamment les rôles de la coalescence ou de la réatomisation du film dans les distributions de tailles de gouttes.

A 1.8K, la compatibilité de certains des régimes d'écoulement étudiés avec les exigences thermiques de certains des scénarii d'upgrade du LHC a été établie: le brouillard permet d'augmenter les pertes admissibles sur le bain superfluide des aimants jusqu'à  $30 \text{ W.m}^{-1}$ , à condition d'avoir une vitesse de gaz suffisante (de  $10$  à  $15 \text{ m.s}^{-1}$ ) et un niveau liquide de l'ordre de  $3 \text{ mm}$ . Par contre, le mouillage total requis par les régimes à  $50\text{-}100 \text{ W.m}^{-1}$  semble hors de portée dans la géométrie actuelle d'échangeur.

L'influence de l'atomisation sur les pertes de pression est modérée par rapport à l'influence directe de la vitesse vapeur. Dans les régimes étudiés en superfluide à 1.8K à fortes vitesses

vapeur qui permettraient éventuellement d'améliorer la cryogénie du LHC, les pertes de pression ne sont pas forcément un critère rédhibitoire, surtout si la longueur des tronçons élémentaires à refroidir est réduite.

---



---

## ANNEXES

---



---

### A.1 *Bilan des points du Run III*

Une façon pratique de désigner les points expérimentaux est de leur attribuer un code, composé d'une lettre [selon qu'ils ont été réalisés au sein d'une série testant l'effet du niveau liquide ("N"), la vitesse vapeur ("U") ou la température ("T")] associée à un nombre traduisant le paramètre-clé correspondant. Ce nombre est le débit liquide en  $\text{gs}^{-1}$  pour les points "N", vitesse superficielle vapeur en  $\text{ms}^{-1}$  pour les points "U". Les points "T" comportent quant à eux un chiffre  $x$  traduisant la température ( $x=1$  pour 1.8 K,  $x=2$  pour 1.9 K,  $x=3$  pour 2.0 K), et un code se référant à une configuration d'écoulement c'est à dire un couple  $(U_{GS}; M_{CB})$ . Les configurations testées sont :

- "a" :  $(U_{GS}=8\text{ms}^{-1}; M_{CB}=89\%)$
- "b" :  $(U_{GS}=10\text{ms}^{-1}; M_{CB}=82\%)$
- "c" :  $(U_{GS}=12\text{ms}^{-1}; M_{CB}=76\%)$
- "c0" :  $(U_{GS}=12\text{ms}^{-1}; M_{CB}=60\%)$

Quant aux autres points plus spécifiques (points non-atomisés, points dédiés à la comparaison HeI/ HeII), leur désignation est explicite. Notons enfin que les deux points réalisés le 14/12/2004 pour tester la reproductibilité des configurations d'écoulement sont identifiés par le suffixe -R.

Le tableau suivant (A.1 et A.1) propose un récapitulatif des principaux points expérimentaux réalisés, avec de gauche à droite : Date, Code point, Puissance  $W_1$  injectée en tête de ligne, Vitesse superficielle vapeur, Vitesse moyenne des gouttes circulant au centre de la conduite, Mouillage (%) lu sur le quadrant capacitif inférieur, Température, Débit total injecté, Débit circulant sous forme de liquide.



Date	code	$W_1$	$U_{GS}$	$U_{PDPA,C}$	$M_{CB}$	$T$	$\dot{m}$	$\dot{m}_{LIQ}$
yy.mm.dd		(W)	(ms <sup>-1</sup> )	(ms <sup>-1</sup> )	(%)	(K)	(gs <sup>-1</sup> )	(gs <sup>-1</sup> )
04.11.25	T3-b	223.0	9.83	11.4	82	2.0	12.7	2.8
04.11.25	T1-b	123.0	10.06	11.3	82	1.8	8.5	2.8
04.11.26	T3-a	176.0	7.99	9.2	89	2.0	12.7	4.4
04.11.26	T1-a	97.5	8.15	9.3	89	1.8	8.5	3.9
04.11.29	T3-c0	270.0	12.11	14.3	55	2.0	12.7	0.7
04.11.29	T3-c	270.0	11.86	13.8	75	2.0	14.5	2.5
04.11.30	T1-c0	153.0	12.24	14.0	60	1.8	7.5	0.5
04.11.30	T1-c	153.0	12.08	13.9	75	1.8	9.0	2.0
04.11.30	U10.5	130.0	10.45	11.6	82	1.8	9.0	3.0
04.12.01	U07	83.0	6.95	8.1	82	1.8	5.9	1.9
04.12.01	U14	177.0	13.97	15.8	80	1.8	12.0	4.0
04.12.01	U17.2	223.0	17.17	19.5	75	1.8	15.4	5.4
04.12.02	N14	150.0	10.24	11.6	92	1.85	14.0	7.2
04.12.02	Non-atomisé	27.0	2.78	11.6	73	1.8	1.8	0.2
04.12.03	N16	150.0	10.25	11.6	93	1.85	16.0	9.2
04.12.03	N18	150.0	10.34	11.6	95	1.85	18.0	11.2
04.12.03	HeI-2.24K	360.0	9.45	11.4	88	2.24	23.0	7.2
04.12.03	HeI-2.43K	360.0	6.60	7.5	93	2.43	23.0	7.2
04.12.03	HeI-2.79K	360.0	3.72	4.6	93	2.79	24.0	8.2

TAB. A.1 – Caractéristiques thermohydrauliques des principaux points expérimentaux du Run III-part 1

Date	code	$W_1$	$U_{GS}$	$U_{PDPA,C}$	$M_{CB}$	$T$	$\dot{m}$	$\dot{m}_{LIQ}$
yy.mm.dd		(W)	( $\text{ms}^{-1}$ )	( $\text{ms}^{-1}$ )	(%)	(K)	( $\text{gs}^{-1}$ )	( $\text{gs}^{-1}$ )
04.12.06	Non-atomisé	0.0	0.66	-	> 100	1.85	10.0	9.6
04.12.06	Non-atomisé	27.0	2.37	-	> 100	1.85	10.0	8.4
04.12.06	N10	140.0	9.65	11.0	85	1.85	10.0	3.6
04.12.06	N12	150.0	10.34	12.0	89	1.85	12.0	5.2
04.12.07	T2-c	205.0	11.65	14.2	77	1.9	11.7	2.5
04.12.07	T2-b	167.0	9.91	11.4	82	1.9	10.5	2.9
04.12.07	T2-a	137.0	8.12	9.3	89	1.9	10.6	4.3
04.12.09	N09	150	10.15	11.7	80	1.85	9.0	2.2
04.12.09	N07	150	10.34	12.1	60	1.85	7.0	0.2
04.12.10	HeI-2.33K	320.0	7.07	8.3	84	2.33	18.2	4.1
04.12.13	HeII-1.75K	75.5	7.55	8.4	84	1.75	6.6	2.9
04.12.14	U17.6-R	223.0	17.57	19.0	75	1.8	15.4	5.4
04.12.14	T2-a-R	137.0	8.15	9.3	89	1.9	10.6	4.3
04.12.17	Non-atomisé	20.0	1.9	-	> 100	1.86	17.5	16.2
04.12.17	U20.4	280.0	20.41	-	55	1.82	17.8	5.4

TAB. A.2 – Caractéristiques thermohydrauliques des principaux points expérimentaux du Run III- part 2

## A.2 Propriétés de l'hélium

L'hélium existe sous deux des deux formes isotopiques  $\text{He}^3$  et  $\text{He}^4$ . L' $\text{He}^3$  est obtenu par réaction nucléaire comme produit de décomposition du tritium. Ceci explique sa rareté. L' $\text{He}^4$  est l'isotope le plus abondant, et se trouve à l'état naturel dans les gisements de gaz (dans des proportions de 2 %), mais aussi dans l'atmosphère dans des quantités moindres (1/200000). Le litre d'hélium liquide a un prix approximatif de 2 Euros, alors que l'azote liquide (autre fluide cryogénique mais pour des gammes de température plus élevées) se trouve à 0,1 Euro par litre. L'avantage de l'hélium en cryogénie est qu'il ne se solidifie pas par simple abaissement de la température, même au voisinage du zéro absolu.

### A.2.1 Discontinuité des constantes physiques

On peut illustrer les différents états de l'hélium dans un diagramme pression/température (cf. figure A.1). Ce diagramme de phase est atypique par rapport à d'autres fluides puisqu'il ne possède pas de point triple, ni de courbe séparant l'état solide de l'état gazeux. A partir de

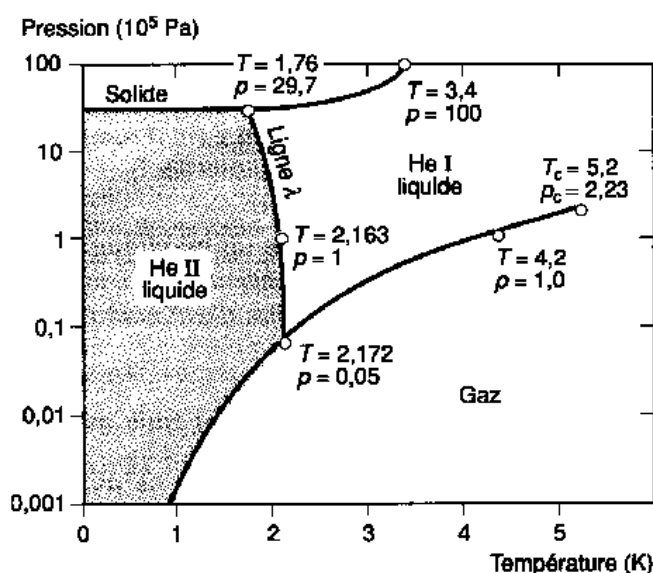


FIG. A.1 – Les différents états de l'hélium.

températures inférieures ou égales à  $T_\lambda = 2,17$  K sur la courbe de saturation, l'hélium est sous une forme He II, dite superfluide, et sous la forme He I au dessus de cette température. A des pressions plus élevées, la ligne de séparation, ou ligne  $\lambda$  est décalée vers les plus pressions (cf. figure A.1).

L'hélium liquide, à partir de  $T_\lambda$  révèle un changement brutal en ce qui concerne sa masse volumique, sa chaleur massique et sa viscosité. Ces trois paramètres physiques de l'hélium liquide sont reportés, figure A.2, en fonction de la température. On observe ainsi que le passage de l'He I à l'He II est tel que :

- la densité du liquide augmente, puis tend vers une valeur quasi constante à basse température,
- la viscosité subit une “cassure”. En dessous de cette température, la viscosité décroît rapidement avec la température, ce qui est contraire aux autres liquides dont la viscosité croît rapidement lorsque la température diminue,

- la chaleur spécifique du liquide atteint aussi un maximum à cette température. L'allure générale de la chaleur spécifique en forme de la lettre  $\lambda$  est à l'origine du nom de la transition.

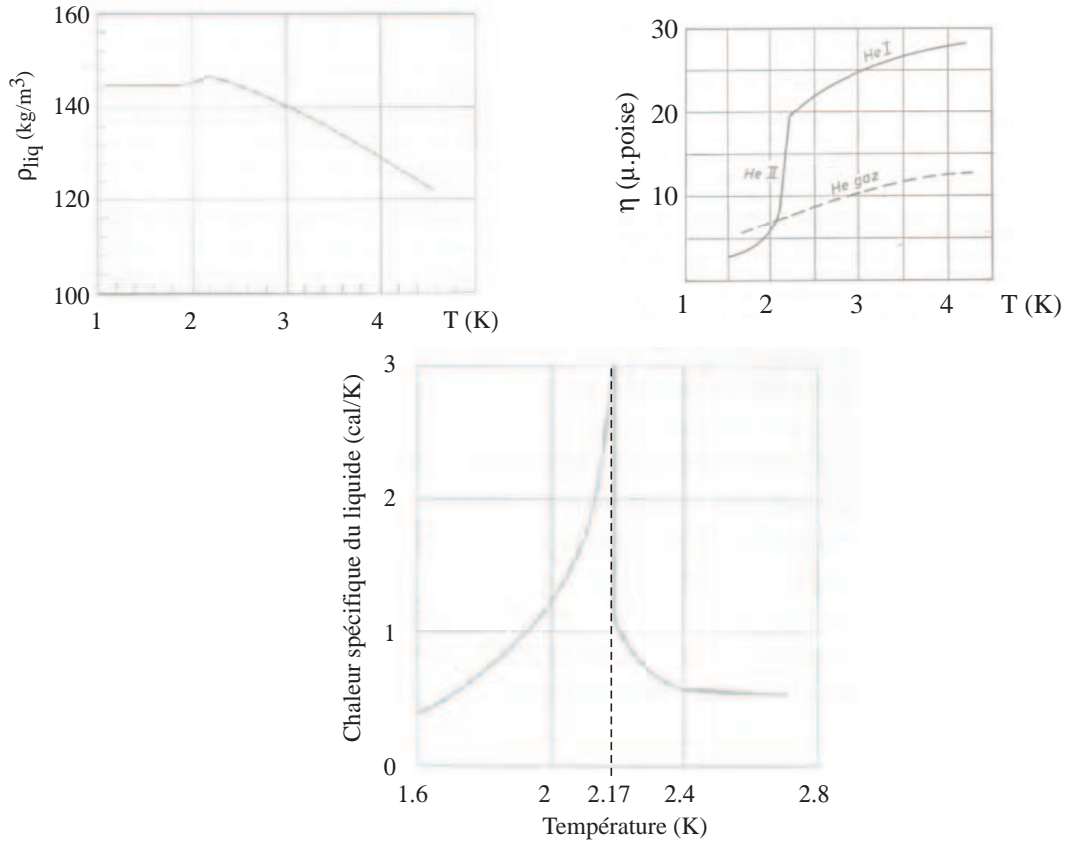


FIG. A.2 – Densité, viscosité et chaleur spécifique de l'hélium liquide en fonction de la température.

### A.2.2 L'hélium superfluide

L'hélium superfluide apparaît lorsque la température est inférieure ou égale à  $T_\lambda$ . Suivant le modèle à deux fluides, l'He II est composé d'atomes dit “normaux” et “superfluides”, dont seuls les premiers participent à la viscosité. La proportion d'atomes normaux et superfluides dépend de la température. La figure A.3 montre cette dépendance correspondant à la relation suivante [53] :  $\rho_n/\rho_{\text{liq}} = (T/T_\lambda)^{5/6}$ , pour  $T$  compris entre 1,35 K et 1,15 K.

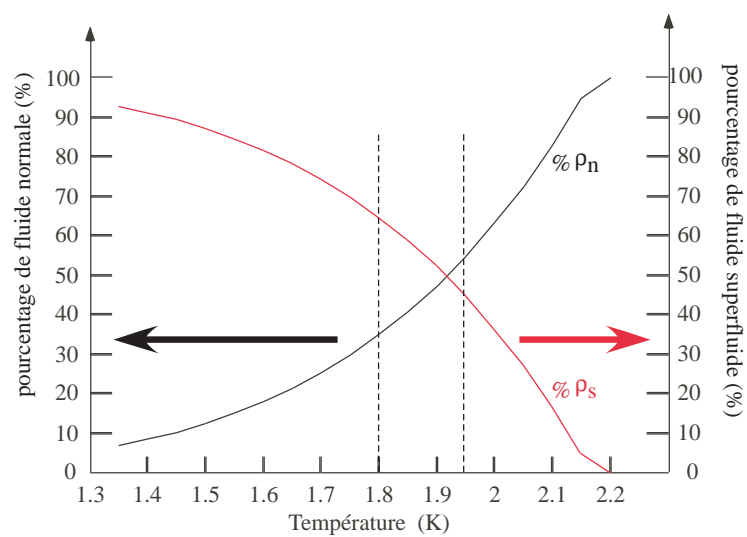


FIG. A.3 – Proportion de fluide normal et de superfluide dans l'He II en fonction de la température. A 2,2 K, l'hélium est uniquement composé de fluide normal ( $\% \rho_n = 100$  et  $\% \rho_s = 0$ ).

### A.3 Assurer un niveau d'hélium fixe à l'échelle de temps d'une expérience : la piscine à Pression Fontaine

Un problème rencontré dans cette thèse consiste à savoir caractériser le comportement de capteurs thermiques (les "drapeaux", présentés au chapitre 5.3.2) en situation de mouillage intermédiaire.

Une première approche consiste à fixer les capteurs dans un cryostat optique, et à observer à l'aide d'un cathétomètre la baisse relative du niveau d'hélium au cours du temps. La face arrière de la face métallique du capteur étant surchauffée, on mesure ainsi au cours du temps, à puissance fixe, l'augmentation de la différence de température entre le "drapeau" lorsque le niveau d'hélium superfluide baisse.

Néanmoins, les pertes sur le cryostat fixant l'évaporation du liquide, les mesures obtenues pour différentes vitesses de décroissance montrent clairement la présence d'un phénomène de drainage : les caractéristiques sont fonction de la vitesse même de diminution du niveau liquide.

Un dispositif à niveau liquide fixe a été conçu afin de s'affranchir de ces phénomènes dynamiques, sur le principe de la "piscine à débordement". Le niveau liquide étant alors défini, c'est le capteur qui est immergé d'une profondeur contrôlée. L'originalité du dispositif, qui justifie cette annexe, consiste à créer ce débordement à partir d'un effet fontaine, entre le superfluide contenu dans un récipient central -la piscine-, et le bain superfluide extérieur, dont l'autonomie est maintenant fixée par le remplissage initial du cryostat.

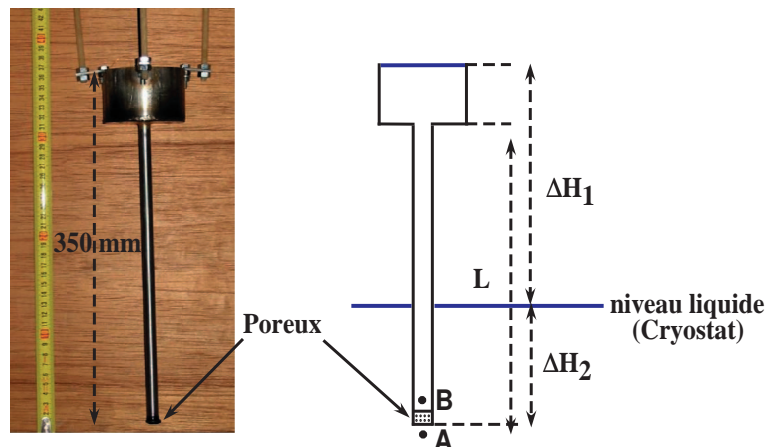


FIG. A.4 – Piscine à débordement : photographie et schéma de principe. Le récipient principal est un cylindre de 65 mm de diamètre, et profond de 50 mm. Le tube central fait 300 mm de long, pour un diamètre intérieur de 9.5 mm.

**Description du dispositif** Le récipient supérieur est connecté à un tube d'amenée d'inco qui plonge au fond du cryostat. Un morceau de verre fritté de porosité micronique (grade 5), sert à bloquer la composante normale en He II. L'étanchéité est réalisée par collage à la colle Stycast à l'extrémité du tube. La pression fontaine est obtenue en chauffant une résistance placée immédiatement au-dessus du verre poreux. L'ensemble du dispositif est représenté sur la figure A.3. Cette configuration permet à la fois d'amorcer la piscine pour un niveau de bain extérieur arbitrairement bas, et de maintenir le niveau de la piscine sur une durée longue (plusieurs dizaines de minutes).

Le dimensionnement du système, en régime stationnaire, consiste à trouver la puissance  $\dot{Q}$  à appliquer pour maintenir une pression fontaine au moins égale à la différence de pression hydrostatique entre le niveau haut de la piscine et le niveau du bain extérieur. Dans le modèle à deux fluides, la pression fontaine résulte de l'écoulement de la composante superfluide à travers le milieu poreux (la superfuite), afin de compenser l'augmentation de température  $\Delta T$  entre les deux côtés de la superfuite. En écrivant l'égalité des potentiels chimiques de part et d'autre de la superfuite, on a ainsi

$$\nabla \mu = \nabla P_{AB} + S_v \nabla T = 0$$

où  $S_v$  est l'entropie volumique de l'hélium 4. Ainsi, le gradient de température s'établit dans le même sens que le gradient de pression fontaine  $\nabla P_{AB}$ , et devient après linéarisation et intégration :

$$\Delta P_{AB} = \rho s \Delta T$$

avec  $s$  l'entropie massique, ce qui est l'équation de London.

Pour s'assurer du débordement de la piscine, il faut que

$$\Delta P_{AB} \geq \rho g \Delta H_1 + \Delta P_{friction}$$

où  $\Delta P_{friction}$  est la chute de pression le long du tube principal due à l'écoulement d'hélium. Dans la pratique, on peut vérifier a posteriori que ce terme est négligeable, et la condition pour le débordement est donc :

$$s \Delta T \geq g \Delta H_1$$

Pour calculer la puissance  $\dot{Q}$  à appliquer à l'intérieur de la piscine pour maintenir cette différence de température, on utilise un modèle de conductivité équivalente de la superfuite :

$$\dot{Q} = k S_{SF} \frac{\Delta T}{dx}$$

où  $k$  est exprimée en  $\text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$  et  $S_{SF}$  est la section de la superfuite.

On évalue  $k$  en écrivant que l'entropie est transportée uniquement par la composante normale à travers la superfuite, à la vitesse relative  $V_N - V \approx V_N$ . Le flux de chaleur (en  $\text{Wm}^{-2}$ ) vaut donc :

$$\dot{q} = \rho s T V_N$$

soit

$$V_N \approx \frac{\dot{q}}{\rho s T}$$

Dans le cas d'un écoulement de Poiseuille, dans les micro-canaux de rayon  $r$ , le débit est donné par

$$\begin{aligned} \dot{V} &= \frac{\pi r^4}{8\eta_N} \frac{\Delta P}{dx} \\ \dot{q} &= \rho s T V_N \\ &= \rho s T \frac{1}{S_{SF}} \frac{\pi r^4}{8\eta_N} \frac{\Delta P}{dx} \\ &= \rho^2 s^2 T \frac{1}{S_{SF}} \frac{\pi r^4}{8\eta_N} \frac{\Delta T}{dx} \end{aligned}$$



Pression $P_{sat}(1.8\text{ K})$	1638 Pa
Entropie massique $s$	$543\text{ Jkg}^{-1}\text{ K}^{-1}$
Masse volumique $\rho$	$145\text{ kgm}^{-3}$
Pression fontaine	507 Pa
Différence de température	6.4 mK
Puissance minimale de débordement	541 mW
Flux de chaleur	$6900\text{ Wm}^{-2}$
Débit volumique $\dot{V}$	$3.8\text{ }10^{-4}\text{ m}^3\text{s}^{-1}$
Temps de remplissage du système $\tau = V_{pisc}/\dot{V}$	49 s

TAB. A.3 – Piscine à débordement : valeurs estimées des principales caractéristiques du dispositif.

soit une conductivité thermique  $k = \rho^2 s^2 T \frac{1}{S_{SF}} \frac{\pi r^4}{8\eta_N}$ .

Le tableau A.3 montre les valeurs typiques dimensionnées pour une température de travail de 1.8 K, et pour un niveau de bain minimal ( $\Delta H_1=350\text{ mm}$ ),

En pratique, à la limite de désamorçage (*i.e.* dans la situation correspondant aux calculs résumés dans le tableau A.3), la puissance mise en œuvre est de 408 mW, pour une différence de température mesurée de part et d'autre de la superfuite de 4 mK. Le régime est donc proche de la limite donnée où les effets de friction mutuelle apparaissent, correspondant à un flux de chaleur de  $5470\text{ Wm}^{-2}$ .

Enfin, on notera l'importance de répartir le chauffage sur une pièce conductrice, afin d'éviter d'atteindre le flux critique créant un désamorçage en surface, celui-ci dépendant directement de la température au point *B*.

## A.4 Lien entre l'intensité diffusée et l'aire interfaciale

L'analyse de la relation entre la densité du brouillard et son pouvoir réfrigérant repose sur l'hypothèse que l'intensité diffusée mesure  $\Sigma$ , la densité d'aire interfaciale des gouttes. La validité de cette hypothèse nécessite que deux conditions soient réalisées :

- que la section efficace (différentielle ou totale) des gouttes soit, en moyenne sur la distribution de tailles de gouttes, proportionnelle à leur section géométrique. En d'autres termes, il faut examiner la validité de l'optique géométrique, pour les diamètres de gouttes présents dans l'expérience, qui, d'après les mesures PDPA, vont de quelques microns à 50  $\mu\text{m}$ .
- que l'intensité diffusée, à distribution de gouttes fixée, soit proportionnelle à leur densité totale. Ce résultat est correct dans un régime de simple diffusion (épaisseur du brouillard faible devant le libre parcours moyen), mais, en pratique, on est souvent au-delà de ce régime.

Dans cet appendice, nous examinons théoriquement ces conditions, en nous basant, d'une part sur l'expression exacte de la section efficace donnée par la théorie de Mie, d'autre part sur une analyse des effets de diffusion multiple basée sur la référence [54].

Les résultats de cette étude peuvent être résumés comme suit :

- Pour des rayons moyens allant de 5 à 25  $\mu\text{m}$ , la densité d'aire interfaciale des gouttes est proportionnelle à la section efficace totale (mesurée par l'atténuation d'un faisceau laser), à 10% près, et à la section efficace différentielle à 15° (mesurée par la diffusion de la nappe laser), à 20% près. Ces chiffres ne dépendent pas de la direction de la polarisation initiale. Il n'en est pas de même à 90°. Dans cette gamme de tailles, le rapport entre la section efficace différentielle à 90° (mesurée par la diffusion du laser vertical, polarisé perpendiculairement au plan de diffusion), et la densité d'aire interfaciale augmente d'environ 80%. Ce chiffre passe à un facteur 4 dans le cas d'une polarisation parallèle au plan d'incidence. Il en résulte qu'il faut plutôt faire confiance aux résultats à 15° qu'à ceux à 90° pour extraire  $\Sigma$ . À l'inverse, le signal à 90° peut servir à estimer la taille moyenne des particules.
- Pour des situations où le nombre moyen de diffusions de la lumière reste inférieur à 10 lors de la traversée de la conduite, on n'attend de problèmes liés à la diffusion multiple que pour les observations sur l'écran. L'observation de la nappe et du laser vertical ne devraient pas souffrir de ces problèmes. Cette propriété remarquable découle du faible indice de l'hélium.

### A.4.1 Méthodes de calcul

#### Traitement de la diffusion de Mie

Pour un diamètre donné de goutte, la théorie de Mie [55] donne exactement la section efficace différentielle de diffusion pour une polarisation soit perpendiculaire, soit parallèle, au plan de diffusion. Le calcul utilise la méthode dite des angles de phase. Ces angles font intervenir les fonctions de Bessel sphériques  $J$  et  $Y$  (et leur dérivées) d'ordre  $l$  et d'arguments  $x = 2\pi a/\lambda$ , et  $mx$ , où  $a$  est le rayon du diffuseur,  $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière,  $m$  l'indice optique de l'hélium. Les angles sont calculés par une sommation infinie de ces fonctions sur  $l$ , qu'en pratique, on peut tronquer à l'ordre  $l_{\text{max}} = 2 + 1.5x$ . Ces angles permettent de calculer exactement la section efficace totale. Le calcul de la section efficace différentielle à un angle donné de

diffusion  $\theta$  fait intervenir de surcroît les polynômes de Legendre  $P_l^1(\cos\theta)$  et  $P_l^2(\cos\theta)$ . Pour la longueur d'onde utilisée de 632 nm,  $l_{max}$  est de l'ordre de 100 pour un diamètre de 20  $\mu\text{m}$ .

Le calcul a été implémenté en C, en utilisant les algorithmes de "Recipes in C" [56]. Les J sont calculées par récurrence descendante à partir de  $l_{max}$ , les Y par récurrence ascendante à partir de  $l = 1$ . Comme tous les ordres sont utiles, le code d'origine est modifié pour stocker les résultats d'ordre successif au fur et à mesure du calcul, permettant un gain considérable de temps. La même démarche est également adoptée pour les polynômes de Legendre.

Pour un diamètre donné, l'intensité diffusée oscille avec l'angle de diffusion, d'autant plus rapidement que  $x$  est grand. En pratique, ces oscillations sont lissées par la dispersion des tailles des diffuseurs. Les courbes que nous présentons dans la suite ont donc été moyennées sur une distribution exponentielle de tailles de gouttes (suggérée par les mesures PDPA),  $P(a) \propto \exp(-a/a_0)$ . Au total, le calcul de la dépendance angulaire de la section efficace différentielle pour 100 valeurs d'angle de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ , et une moyenne sur 500 tailles réparties entre 0 et 50 microns de rayon prend une dizaine de secondes sur un processeur G4.

### Optique géométrique

Les résultats du calcul exact peuvent être comparés à l'optique géométrique. A angle faible ( $< 15^\circ$ ), la réfraction domine, et la section efficace différentielle est approximativement :

$$\frac{1}{\pi^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4(m-1)^2}{(4(m-1)^2 + \theta^2)^2} \quad (\text{A.1})$$

avec  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\rho = 2(m-1)x$ ,  $z = x\theta$ .

On peut remarquer que cette formule coïncide avec celle trouvée en considérant la goutte comme un objet de phase diffractant (page 122 de [55]):

Au delà de  $20^\circ$ , la réflexion externe devient importante. Vers  $40^\circ$  apparaît la réflexion interne (correspondant au phénomène d'arc en ciel).

## A.4.2 Validité des résultats de l'optique géométrique

### Dépendance angulaire de la section efficace de diffusion

La figure A.5a donne la dépendance angulaire de la section efficace différentielle normalisée par la surface, pour une polarisation dans le plan d'incidence ( $S_1$ ), et pour un angle de diffusion variant de  $0^\circ$  à  $15^\circ$ . Pour une goutte d'Hélium ( $m=1.025$ ) de rayon  $a=10 \mu\text{m}$ , le signal diffère de la contribution de la réfraction par des oscillations (liées à des effets d'interférence) et par une remontée à faible angle (liée à la diffraction). Ces oscillations sont lissées lorsqu'on moyenne sur une distribution de gouttes  $P(a) \propto \exp(-a/a_0)$ , avec  $a_0 = 10 \mu\text{m}$ . La hauteur du pic de diffraction aux angles faibles augmente, et sa largeur diminue, quand la taille moyenne.

La figure A.5b montre le comportement jusqu'à  $90^\circ$  pour deux diamètres moyens. La bosse pour  $a_0 = 15 \mu\text{m}$  correspond à l'effet d'arc en ciel. Aux angles inférieurs à  $30^\circ$ , la section efficace ne dépend pas de la polarisation. Aux angles supérieurs, la section efficace pour une polarisation perpendiculaire est supérieure à celle pour une polarisation parallèle. Cet effet est plus marqué pour les petites gouttes. Ce dernier point n'est pas surprenant, dans la mesure où, pour des très petites gouttes (régime Rayleigh), la section efficace pour une polarisation parallèle au plan de diffusion est strictement nulle. Par contre, l'existence, dans ces conditions de polarisation, d'une diffusion significative à  $90^\circ$  pour les grosses gouttes est moins évidente. En effet, à cet angle, on n'a pas de réfraction et la réflexion (interne ou externe) directe est très faible, car l'angle

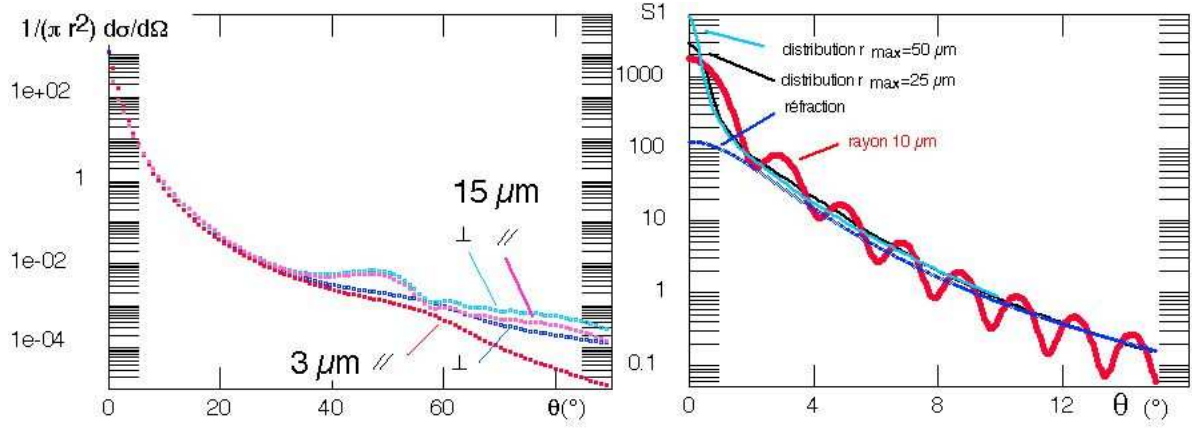


FIG. A.5 – (a) Dépendance angulaire de la section efficace différentielle normalisée par la surface (polarisation dans le plan d'incidence,  $S_1$ ), pour un angle de diffusion de  $0^\circ$  à  $15^\circ$ . Les oscillations présentes pour une goutte unique de diamètre  $10\mu\text{m}$  sont lissées lorsqu'on moyenne sur une distribution de gouttes  $P(a) \propto \exp(-a/a_0)$ , avec  $a_0 = 10\mu\text{m}$ . Le pic de diffraction est sensible aux plus grosses gouttes, comme le montre la sensibilité à la coupure sur  $P(a)$ .

(b) Dépendance angulaire de la section efficace différentielle normalisée par la surface moyenne (polarisations dans le plan d'incidence, et perpendiculaire à ce plan), pour des distributions avec  $a_0 = 3\mu\text{m}$  et  $a_0 = 15\mu\text{m}$  (toutes deux tronquées à  $50\mu\text{m}$ ).

d'incidence ( $45^\circ$ ) est très proche de l'angle de Brewster ( $m \approx 1$ ). En fait, le signal diffusé est interprétable en termes de réflexions d'ordre supérieur : le calcul montre en effet que la diffusion à  $90^\circ$  correspond à un arc en ciel d'ordre multiple.

La figure A.5b suggère que la section efficace différentielle normalisée par la section géométrique moyenne dépend peu de la taille. Pour valider ce résultat avec une meilleure précision que ne le permet la grande dynamique de la figure A.5b, nous avons tracé dans les figures A.6(a) et (b), la section efficace totale et la section efficace différentielle à  $15^\circ$  (angle d'observation de la nappe laser) et  $90^\circ$  (observation du laser vertical). Pour une goutte unique, la figure A.6(a) montre que la section efficace totale oscille fortement avec la taille. Pour des très grands diamètres, la section efficace totale tend vers deux fois la section efficace géométrique, ce qui s'explique par le fait que la section efficace correspondant au pic de diffraction est égale à la section géométrique. Dans ce régime, la section efficace totale serait une mesure exacte (à un facteur 2 près) de la section efficace géométrique. Par contre, pour une population monodisperse de gouttes de diamètre de l'ordre de  $25\mu\text{m}$ , autour du premier maximum, qui correspond à un déphasage de  $2\pi$  à travers le diamètre de la goutte, l'écart entre la section efficace totale et sa valeur asymptotique atteint 50 %. Cependant, lorsqu'on considère une distribution exponentielle de tailles, les oscillations sont gommées. L'insert montre qu'au-delà d'un rayon moyen de  $5\mu\text{m}$ , la section efficace est proportionnelle à la surface moyenne à 10% près. Ainsi, une mesure de la section efficace totale renseigne à cette précision sur l'aire interfaciale  $\Sigma$  de la distribution de gouttes.

Un second facteur d'erreur porte sur la mesure de la section efficace elle-même, via le libre parcours moyen. On accède à ce libre parcours moyen à partir de l'intensité résiduelle du faisceau laser, après traversée du milieu. Il faut alors tenir compte du fait que la photodiode utilisée pour mesurer cette intensité mesure également l'intensité diffusée à petit angle (typiquement, inférieur à  $2.5\text{ mrad}$ , la photodiode mesurant  $4\text{ mm}$  par  $4\text{ mm}$ , et étant située à  $0.8\text{ m}$  du tube). Pour des rayons moyens de  $10$  à  $25\text{ microns}$ , cette contribution, représente de 8% à 12% de la section efficace totale (figure A.6b). Ainsi (dans le régime de diffusion simple), on sous-estime l'intensité diffusée, et donc l'aire interfaciale, d'environ 10%. Les deux erreurs (excès de la

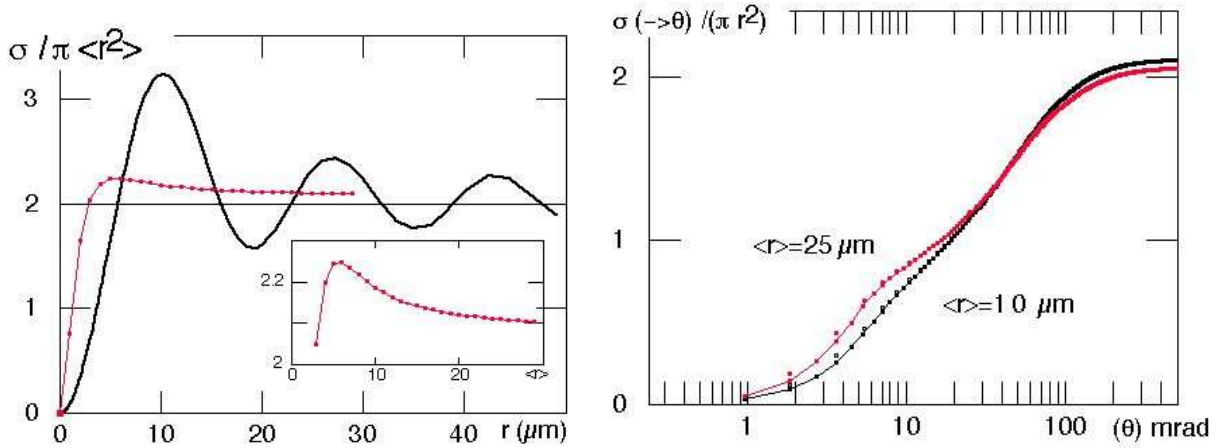


FIG. A.6 – (a) Dépendance en taille de la section efficace totale normalisée par la surface. Le rayon porté est celui de la goutte pour le cas d'une goutte unique, et le rayon  $a_0$  pour une distribution exponentielle. Les oscillations caractéristiques d'une goutte unique sont gommées pour une distribution exponentielle de tailles. Le comportement dans ce dernier cas est montré en détail dans l'insert.

(b) Intégrale de la section efficace différentielle jusqu'à l'angle  $\theta$ , pour des rayons moyens de 10 et 25  $\mu\text{m}$ . On distingue bien la contribution du pic de diffraction, en dessous de 20 mrad, et celle de l'optique géométrique. Les angles supérieurs à 300 mrad ne contribuent pratiquement pas à la section efficace totale.

section efficace par rapport à deux fois la section géométrique, et sous-estimation de l'intensité diffusée) tendant à se compenser, on en conclut que, pour les tailles moyennes mesurées dans nos expériences, l'aire interfaciale  $\Sigma$  mesurée à partir de la transmission d'un faisceau laser doit être correcte à 10% près environ.

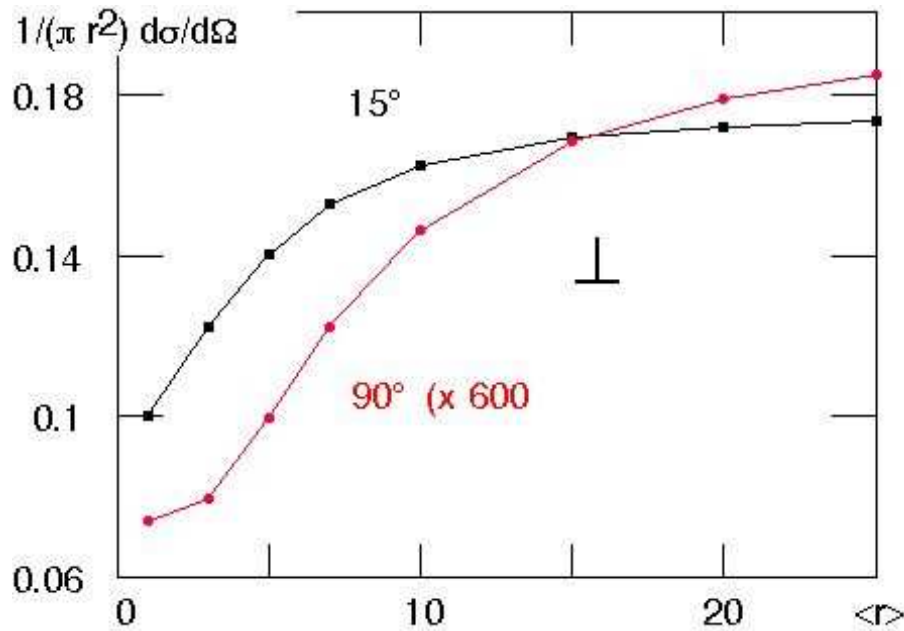


FIG. A.7 – Dépendance en taille du rapport de la section efficace différentielle (polarisation perpendiculaire) à la surface, en fonction du rayon  $a_0$  caractérisant la distribution exponentielle. Ce rapport dépend d'autant plus de la taille que l'angle d'observation est élevé.

Qu'en est-il de la mesure de  $\Sigma$  à partir de l'intensité diffusée, c'est-à-dire de la section efficace différentielle? La figure A.7 montre le rapport de cette section, à  $15^\circ$  et  $90^\circ$ , à la section géométrique, pour une polarisation perpendiculaire au plan de diffusion, en fonction du rayon

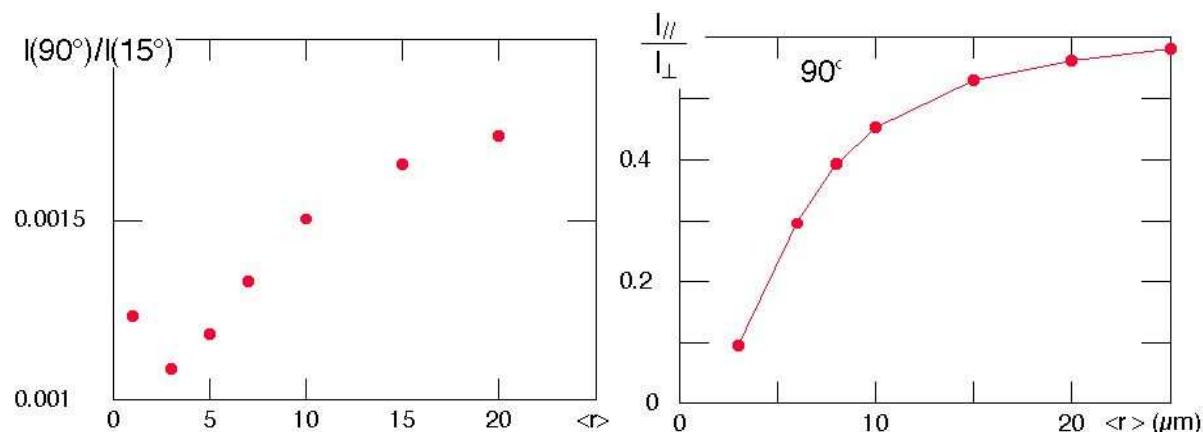


FIG. A.8 – (a) Rapport des sections efficaces différentielles à 90° et 15°, en fonction du rayon  $a_0$  caractérisant la distribution exponentielle (polarisation perpendiculaire). Le rapport augmente d'environ 50% quand  $a_0$  augmente de 5 à 25  $\mu\text{m}$ .

(b) Rapport des sections efficaces différentielles à 90°, entre polarisations parallèle et perpendiculaire, en fonction du rayon  $a_0$  caractérisant la distribution exponentielle. Ce rapport augmente d'un facteur 2 quand le rayon moyen augmente de 5 à 25  $\mu\text{m}$ .

moyen. On observe une dépendance en taille de ce rapport, d'autant plus marquée que l'angle d'observation est élevée. A 15°, il augmente d'environ 20% quand  $a_0$  augmente de 5 à 25  $\mu\text{m}$ . A 90°, l'augmentation correspondante est d'environ 80%.

Cette sensibilité à l'angle d'observation implique que le rapport des intensités diffusées à 90° et à 15° n'est pas constant comme l'impliquerait l'optique géométrique, mais augmente de 50% pour des rayons moyens variant de 5 à 25  $\mu\text{m}$  (figure A.8a). Cet effet pourrait permettre de détecter une variation du diamètre moyen avec l'altitude dans la conduite, à partir de la comparaison des profils verticaux de  $\Sigma$  extraits des images de la nappe et du faisceau laser vertical.

Une autre façon d'accéder à une telle variation est suggérée par la figure A.5a qui montre, qu'à 90°, la section efficace normalisée, pour une polarisation parallèle au plan d'incidence, augmente fortement avec le rayon moyen. La figure A.8b présente ainsi le rapport des sections efficaces à 90° entre les configurations parallèle et perpendiculaire. Ce rapport, qui serait nul en régime Rayleigh, augmente d'un facteur 2 quand le rayon moyen augmente de 5 à 25  $\mu\text{m}$ .

### A.4.3 Effets de diffusion multiple

#### Méthode d'évaluation

Pour des diffuseurs isotropes, la validité du régime de diffusion simple est limitée à des libres parcours moyens  $l$  tels que  $L/l < 0.2$ , où  $L$  est l'épaisseur traversée. Pour des gouttes micrométriques d'hélium, cependant, ce régime s'étend à des valeurs de  $L/l$  notablement supérieures, parce que la diffusion se fait essentiellement vers l'avant (figures A.5 et A.6b). Ainsi, la plupart des collisions ne font qu'ouvrir légèrement le faisceau incident. De ce fait, on peut s'attendre à ce que, pour un nombre moyen de collisions  $\langle n \rangle = L/l$  pas trop élevé, le seul moyen d'avoir une diffusion à grand angle soit d'avoir une collision à cet angle, et  $\langle n \rangle - 1$  collisions à angle presque nul. Dans ce cas, on va retrouver un régime effectif de diffusion simple pour cet angle.

On peut évaluer théoriquement la pertinence de ce mécanisme en calculant explicitement, à partir de la section efficace pour une collision, la distribution après  $n$  collisions. Pour cela, il faut convoluer  $n$  fois la distribution angulaire de probabilité - appelée fonction de phase -  $\Phi(\theta) =$



$\frac{d\sigma/d\Omega(\theta)}{\sigma_{total}}$ , correspondant à une collision, avec elle-même [54]. Cette convolution se ramène à une simple multiplication, si on décompose la section efficace différentielle sur une base de polynomes de Legendre.

$$4\pi\Phi(\cos\theta) = \sum_l^{\infty} (2l+1)\nu_l P_l(\cos\theta) \quad (A.2)$$

avec

$$\nu_l = \iint dud\phi \Phi(u) P_l(u), \quad (A.3)$$

où  $\phi$  va de 0 à  $\pi$ , et  $u = \cos\theta$  de -1 à 1.

Après  $n$  collisions, la distribution angulaire s'exprime par la même équation que A.2, mais avec les coefficients  $(\nu_l)^n$ . En pratique, ce qui est fixé est le nombre moyen de collisions  $\langle n \rangle$ , la probabilité d'avoir  $n$  collisions étant donnée par une loi de Poisson  $P(n) = \frac{\langle n \rangle^n e^{-\langle n \rangle}}{n!}$ . En combinant cette probabilité avec la distribution après  $n$  collisions, et en sommant sur les valeurs non nulles de  $n$ , on obtient finalement une distribution de probabilité pour la lumière diffusée identique à l'équation A.2, mais avec des coefficients  $(e^{-\langle n \rangle(1-\nu_l)} - e^{-\langle n \rangle})$

$$4\pi\Phi_{\langle n \rangle}(\cos\theta) = \sum_l^{\infty} (2l+1)(e^{-\langle n \rangle(1-\nu_l)} - e^{-\langle n \rangle}) P_l(\cos\theta) \quad (A.4)$$

#### Application à nos conditions

Nous nous sommes servis de cette expression pour évaluer les effets de diffusion multiple. La distribution de probabilité choisie est celle calculée théoriquement à partir de la théorie de Mie, pour une distribution exponentielles de tailles de gouttes, avec un diamètre moyen de 10  $\mu\text{m}$ , représentatif de nos conditions expérimentales. Les coefficients de la décomposition de Legendre sont calculés jusqu'à l'ordre 10000 (indispensable pour restituer la décroissance rapide à petit angle) par intégration numérique de l'équation A.3, avec un pas de 0.05 mrad.

Aux angles faibles concernés par les mesures sur l'écran ( $< 150\text{mrad}$ ), on observe les effets de diffusion multiple dès qu'on sort du régime de la diffusion simple strict (figure A.9). La diffusion multiple produit un transfert de l'intensité des petits angles vers les angles supérieurs, qui se manifeste à des angles d'autant plus grands que le nombre moyen de collisions  $\langle n \rangle$  est élevé. Cet effet est également apparent sur les figures A.10(a) et (b), qui montrent le rapport de l'intensité diffusée à  $4^\circ$  à l'intensité pour une seule collision, ou à l'intensité en diffusion simple. L'intensité croît moins vite que  $\langle n \rangle$ , et diminue même pour  $L/l > 3$ .

Ces mêmes figures montrent par contre qu'on reste très proche d'un régime de diffusion simple dès que l'angle de diffusion est supérieur à  $8^\circ$ , et ce, jusqu'à un nombre de collisions de l'ordre de la dizaine ou plus (valeur de l'ordre de celle rencontrée au maximum dans les expériences). A  $15^\circ$ , le défaut à la diffusion simple ne dépasse pas quelques %. Inversement, à  $90^\circ$ , on a un excès d'intensité par rapport à la diffusion simple, lié au fait qu'on peut atteindre cet angle en plusieurs collisions, mais l'écart ne dépasse pas là non plus quelques %.

En conclusion, pour des valeurs de  $\langle n \rangle$  restant inférieures à 10, on n'attend de problèmes liés à la diffusion multiple que pour les observations sur l'écran. L'observation de la nappe et du laser vertical ne devraient pas souffrir de ces problèmes. Insistons que cette propriété remarquable découle du faible indice de l'hélium, et que des mesures optiques avec tout autre



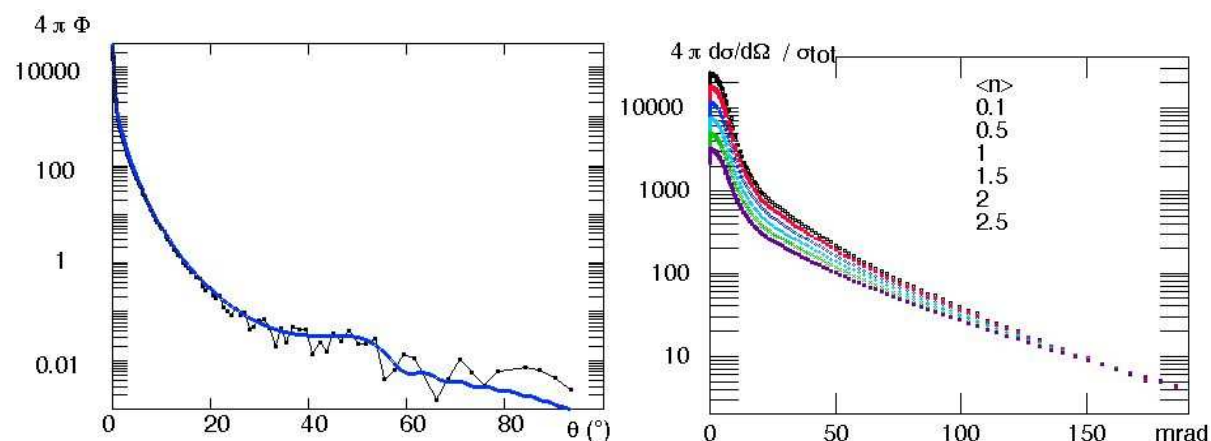


FIG. A.9 – (a) Dépendance angulaire prise pour la section efficace et précision de la reconstitution par les polynômes de Legendre ( $l$  de 0 à 10000).

(b) Dépendance obtenue après convolution: l'intensité diffusée à petit angle (divisée par  $\langle n \rangle$ ) est sensible aux effets de diffusion multiple dès que le libre parcours moyen devient inférieur à l'épaisseur traversée. On observe alors un transfert de l'intensité des angles les plus faibles vers les angles plus élevés, conduisant à une dépendance angulaire moins marquée qu'en diffusion simple.

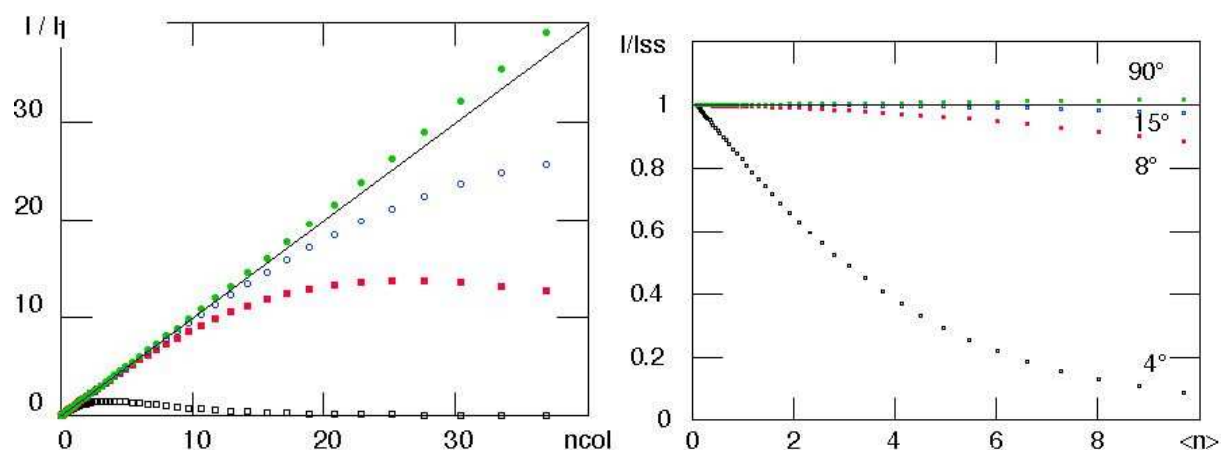


FIG. A.10 – (a) Rapport de l'intensité diffusée à plusieurs angles à la section efficace différentielle à ces angles. Les angles sont de  $4^\circ$  (position approximative du photomultiplicateur derrière l'écran),  $8^\circ$ ,  $15^\circ$  (angle d'observation de la nappe) et  $90^\circ$  (angle d'observation du laser vertical). Le régime de diffusion simple correspond à une droite de pente 1. Ce régime est suivi jusqu'à des libres parcours moyens d'autant plus faibles que l'angle d'observation est élevé.

(b) Rapport de l'intensité diffusée à plusieurs angles à la valeur attendue en diffusion simple.

fluide (eau, ...) , dans des conditions de brouillard analogues, seraient donc beaucoup plus délicates.

## A.5 Bilan des puissances critiques sur les capteurs thermiques suspendus

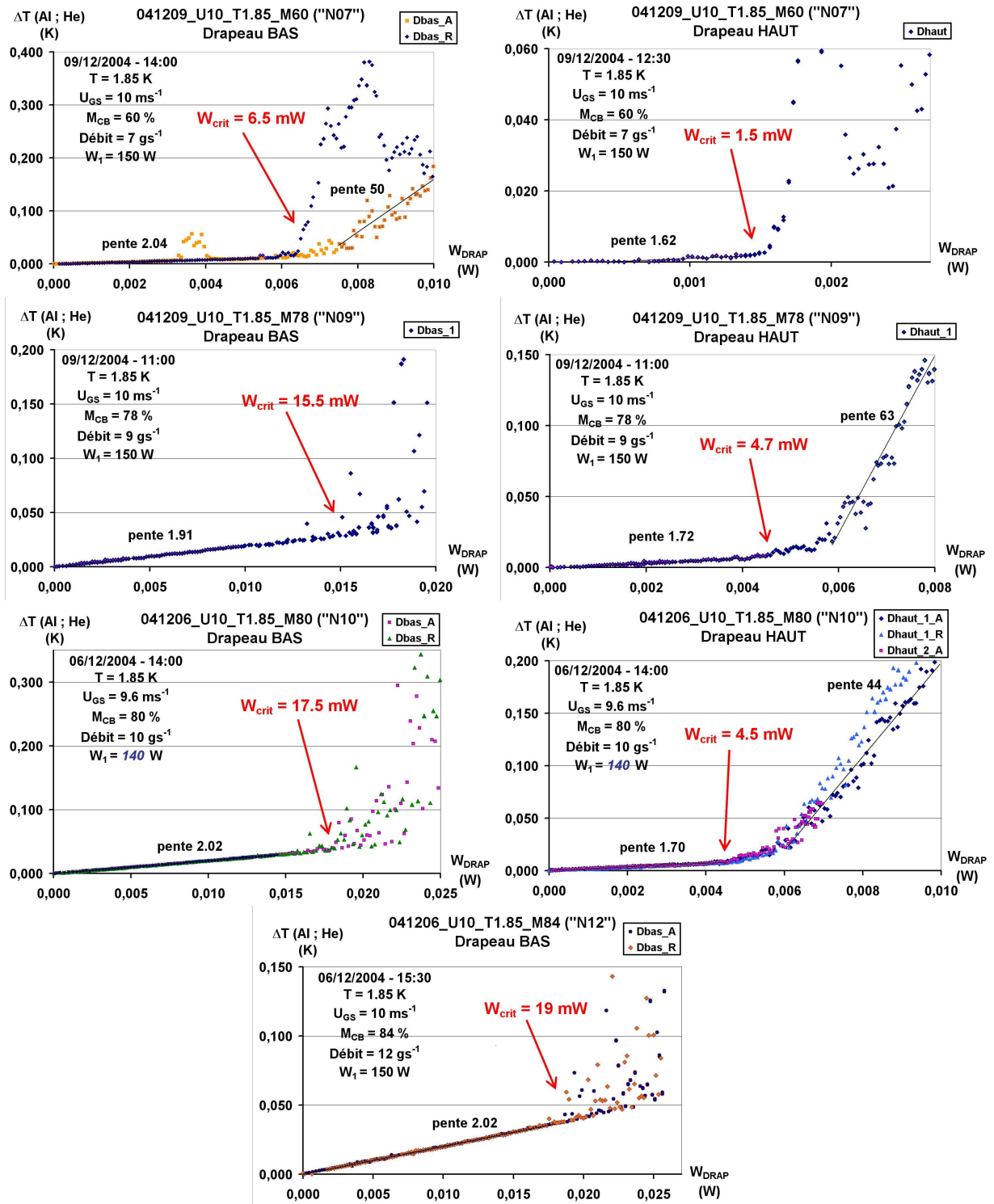


FIG. A.11 – Drapeaux thermiques : bilan des caractéristiques thermiques des points du Run III : Niveau liquide variable (1/2).

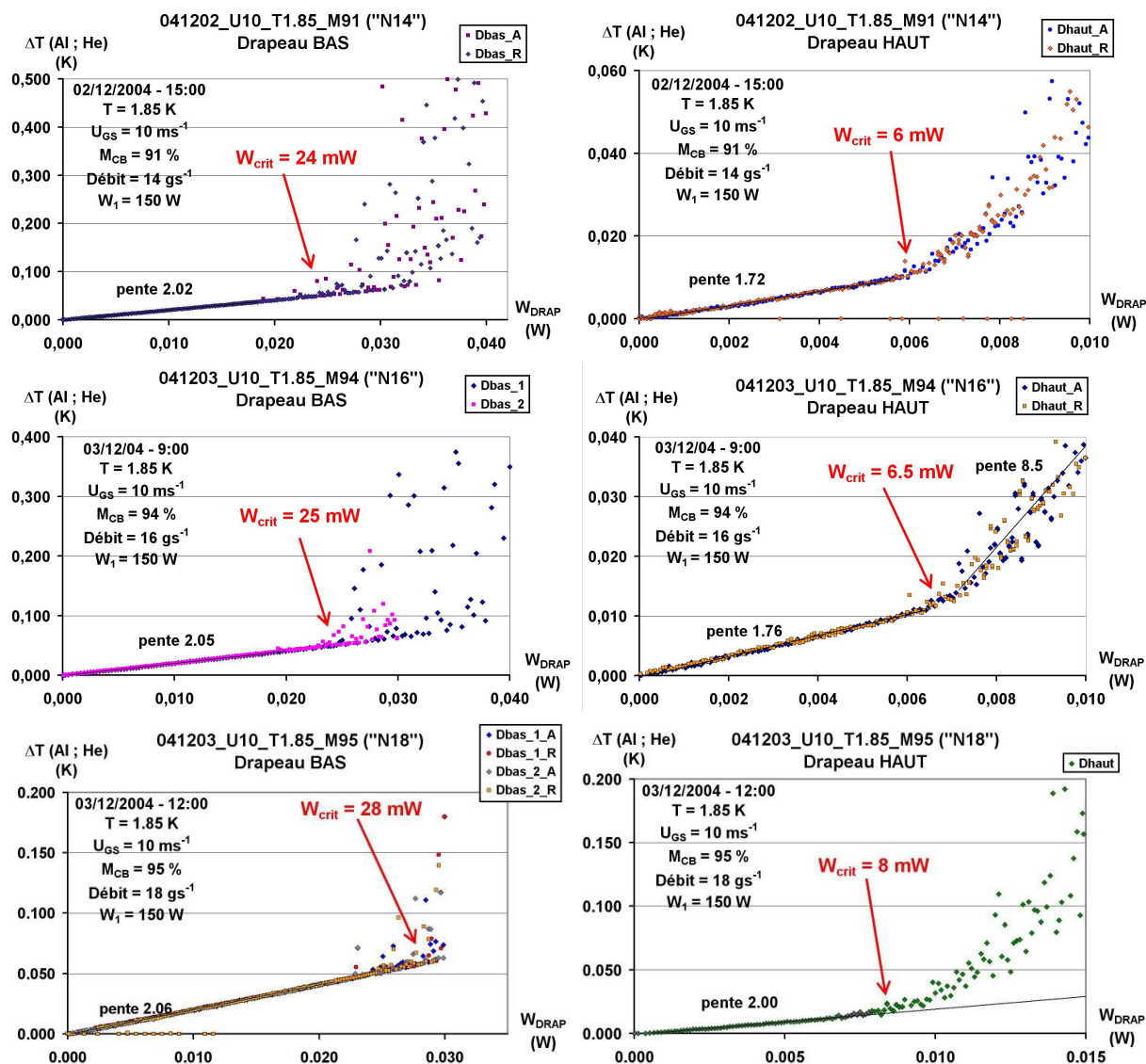


FIG. A.12 – Drapeaux thermiques : bilan des caractéristiques thermiques des points du Run III : Niveau liquide variable (2/2).

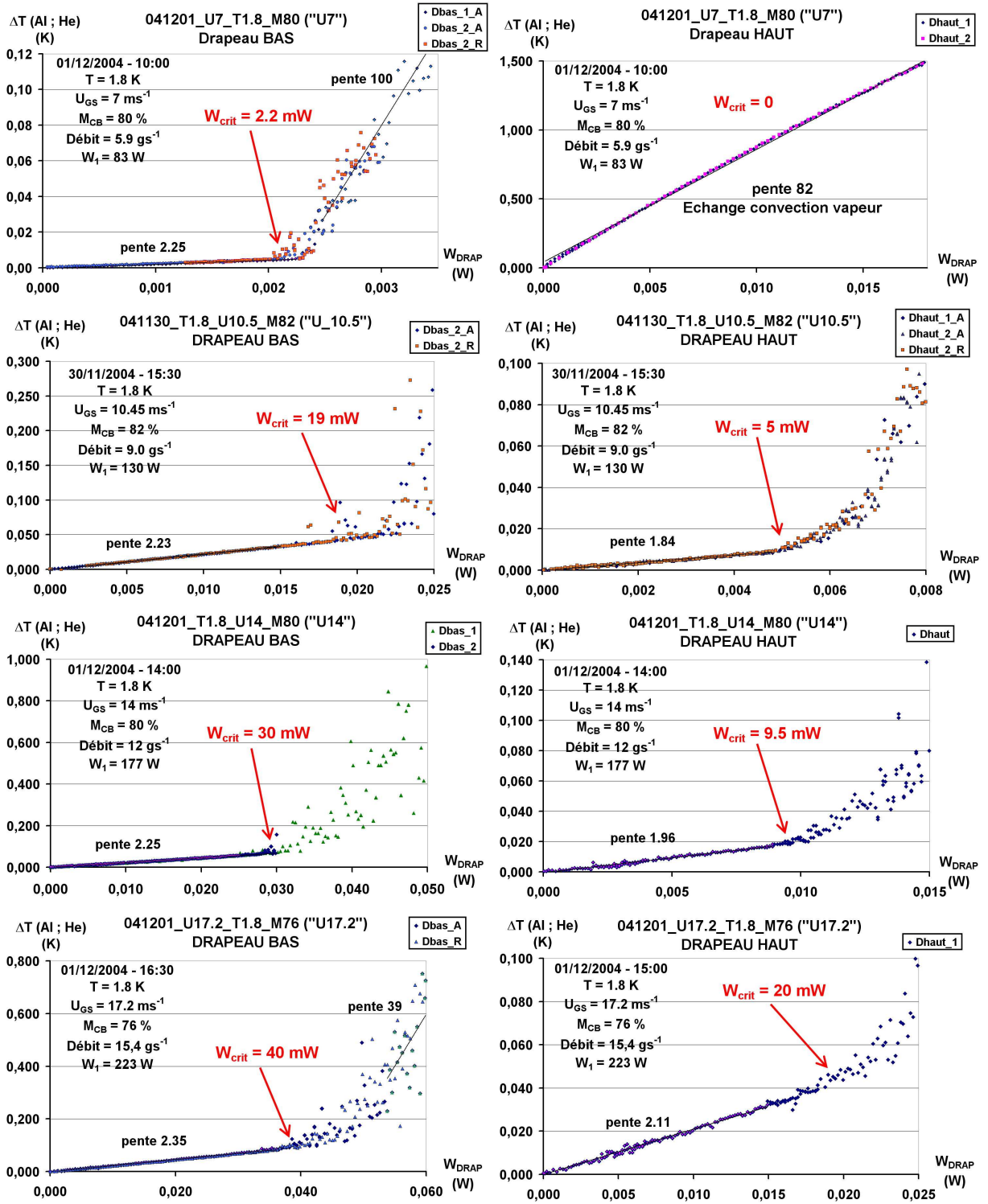


FIG. A.13 – Drapeaux thermiques : bilan des caractéristiques thermiques des points du Run III : Vitesse vapeur variable (1/2)

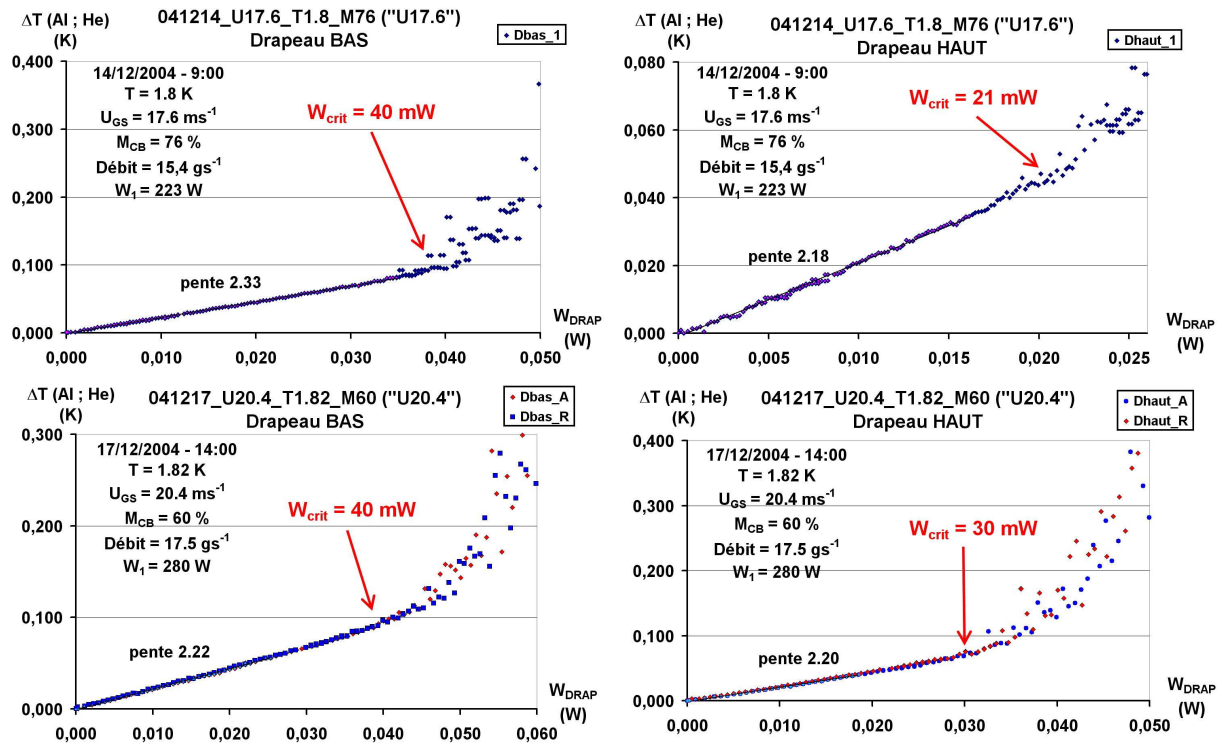


FIG. A.14 – Drapeaux thermiques : bilan des caractéristiques thermiques des points du Run III : Vitesse vapeur variable (2/2)

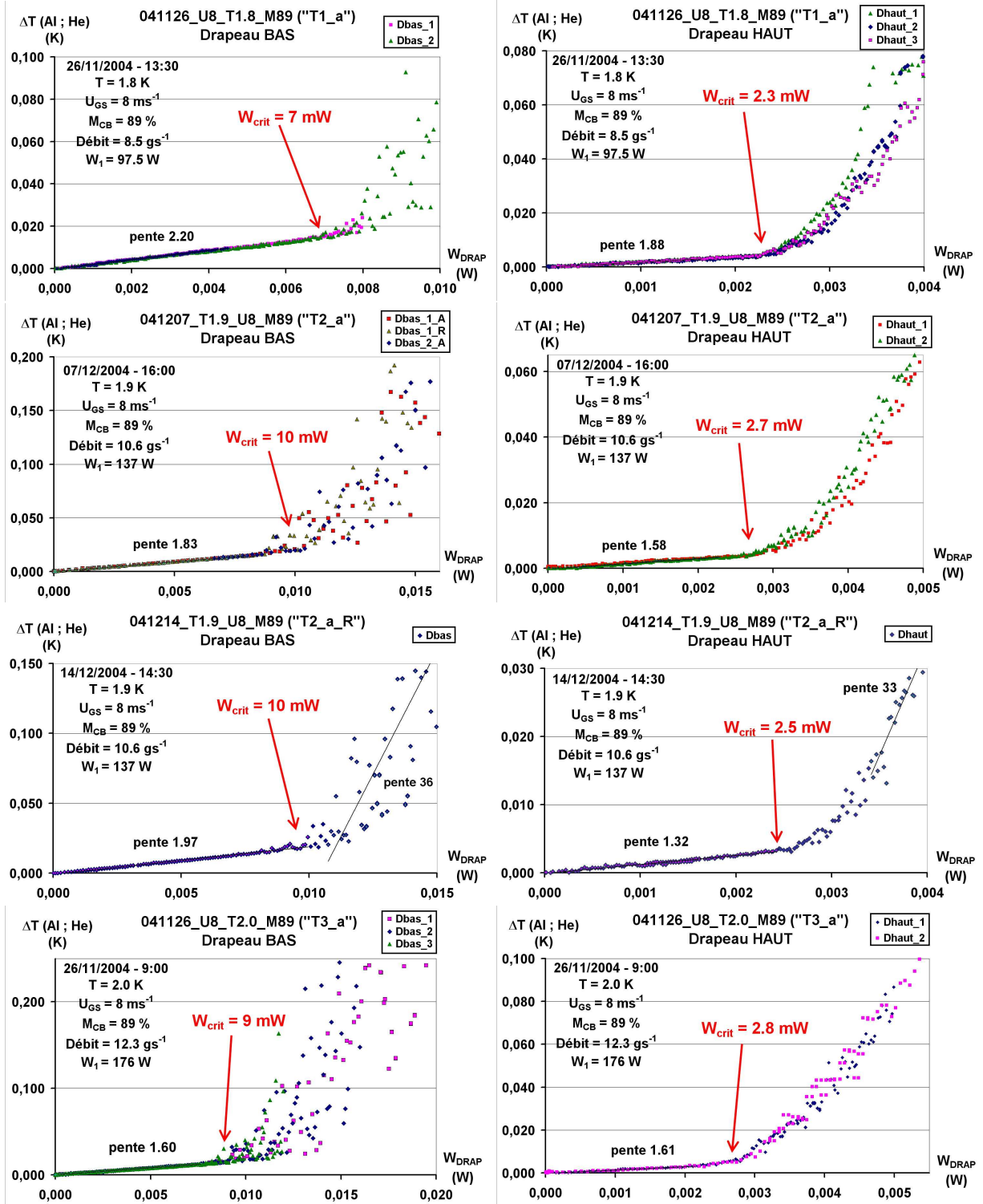


FIG. A.15 – Drapeaux thermiques : bilan des caractéristiques thermiques des points du Run III : Température variable - Conditions de type "a".



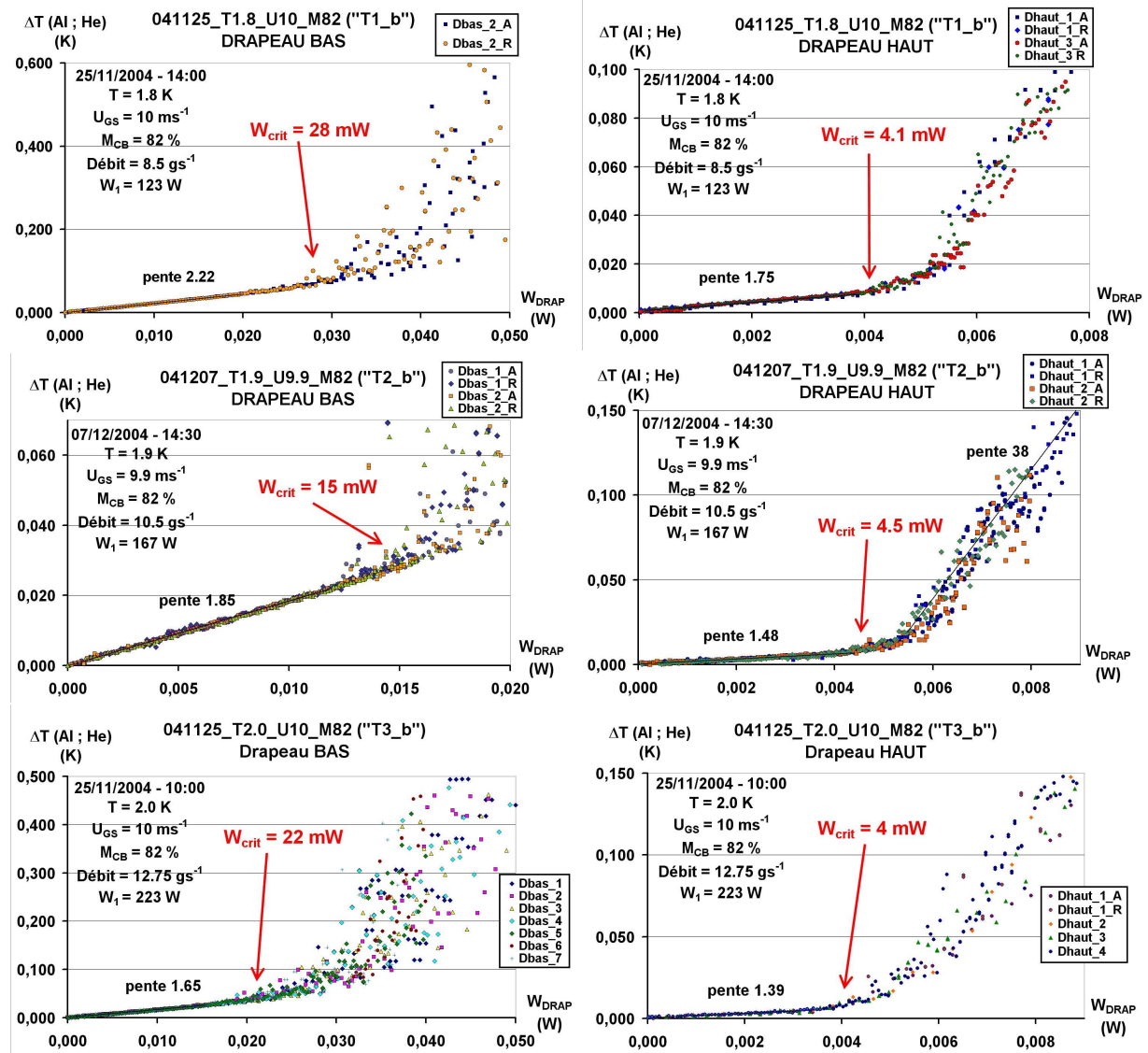


FIG. A.16 – Drapeaux thermiques : bilan des caractéristiques thermiques des points du Run III : Température variable - Conditions de type "b".



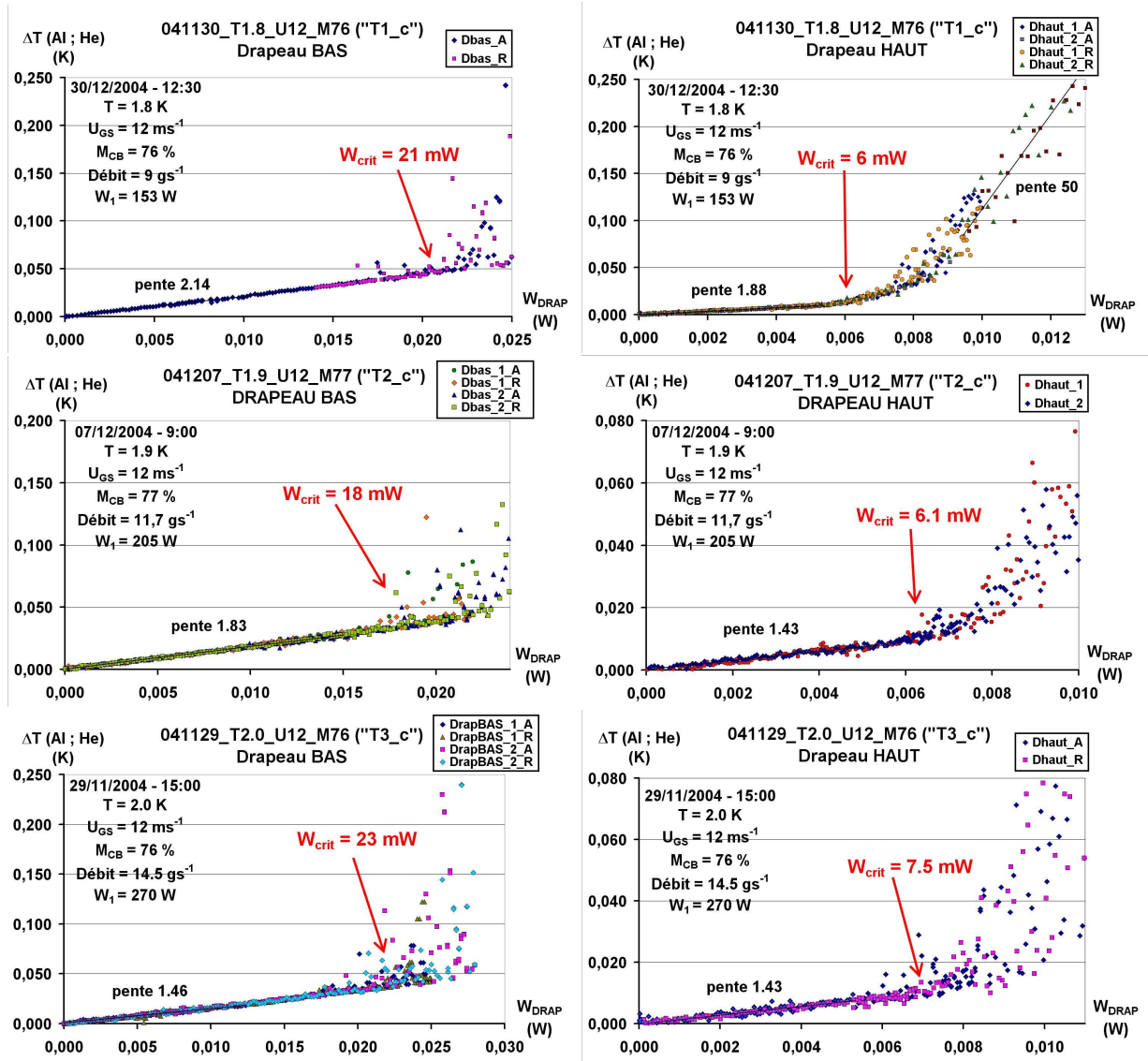


FIG. A.17 – Drapeaux thermiques : bilan des caractéristiques thermiques des points du Run III : Température variable - Conditions de type "c".

## A.6 *Bilan des profils optiques*

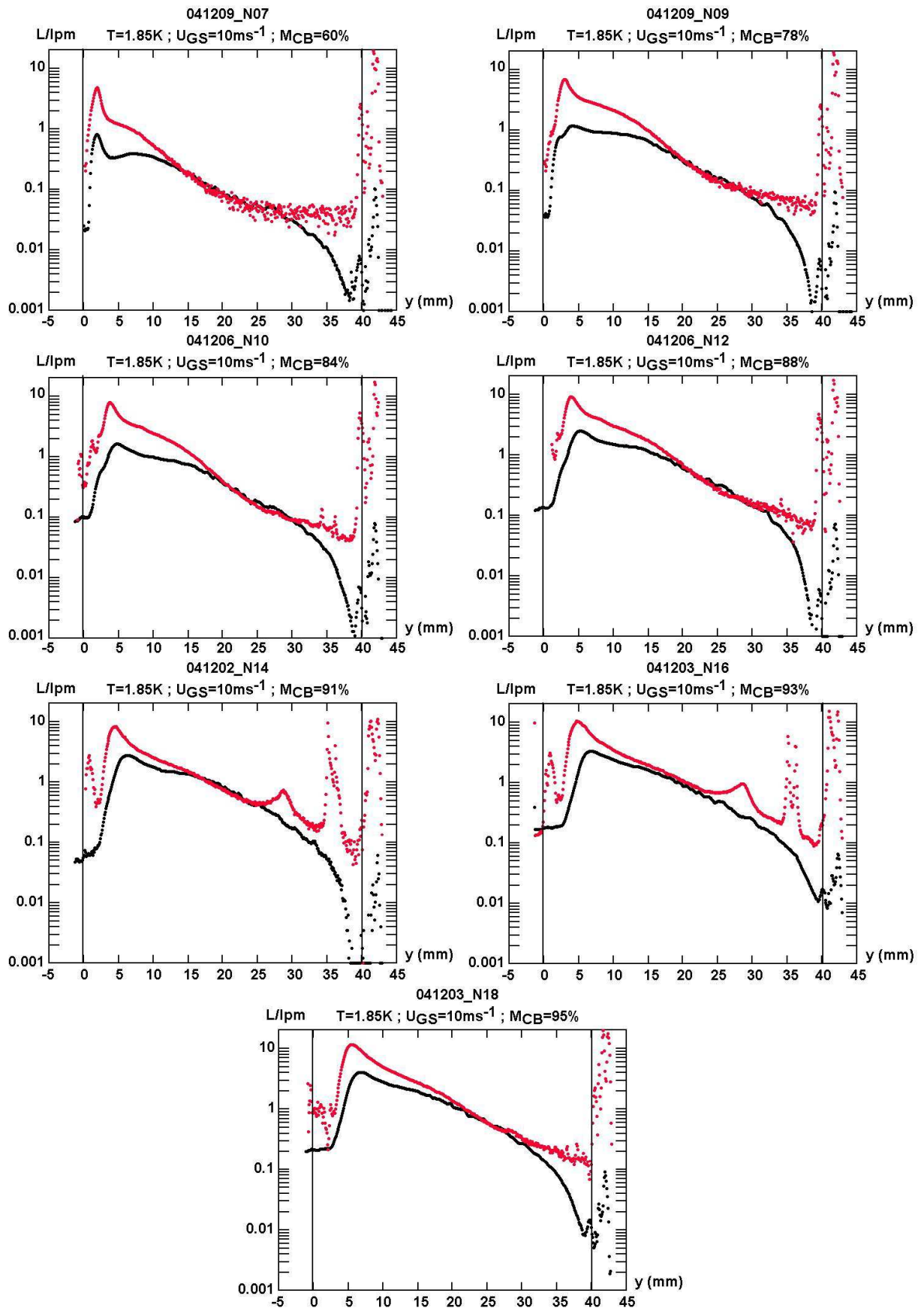


FIG. A.18 – Profils issus de la diffusion de la nappe laser et du laser vertical : Niveau liquide variable.

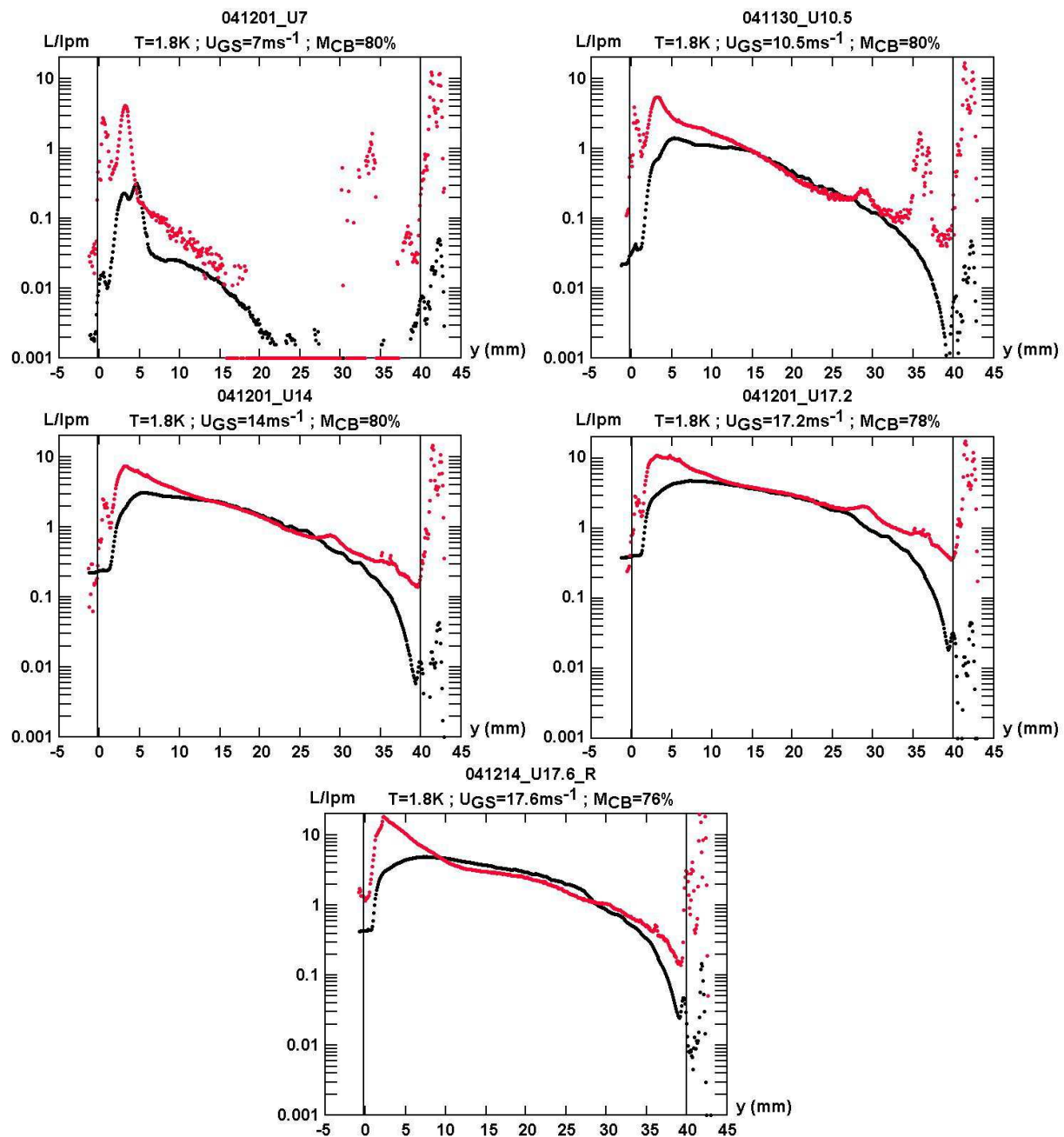


FIG. A.19 – Profils issus de la diffusion de la nappe laser et du laser vertical : Vitesse vapeur variable.

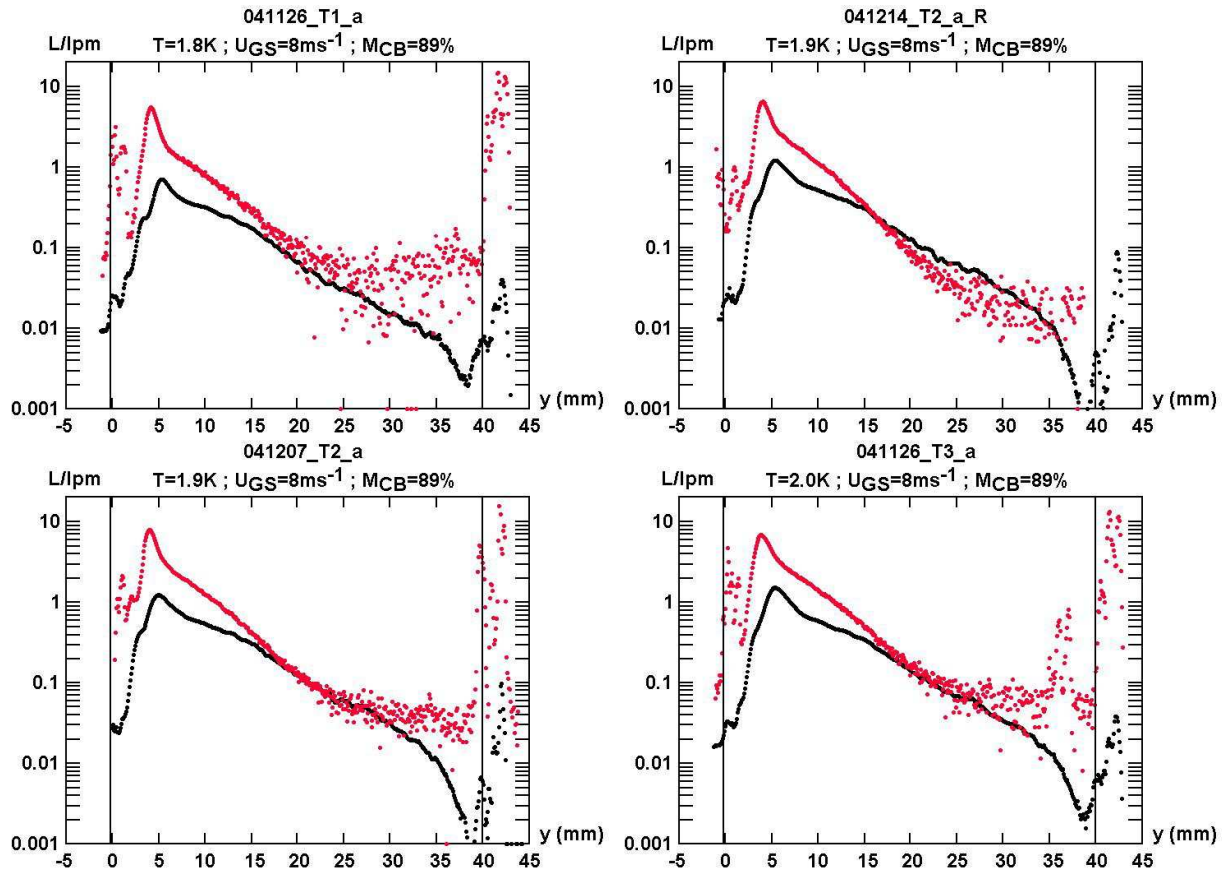


FIG. A.20 – Profils issus de la diffusion de la nappe laser et du laser vertical : Température variable - conditions de type "a".

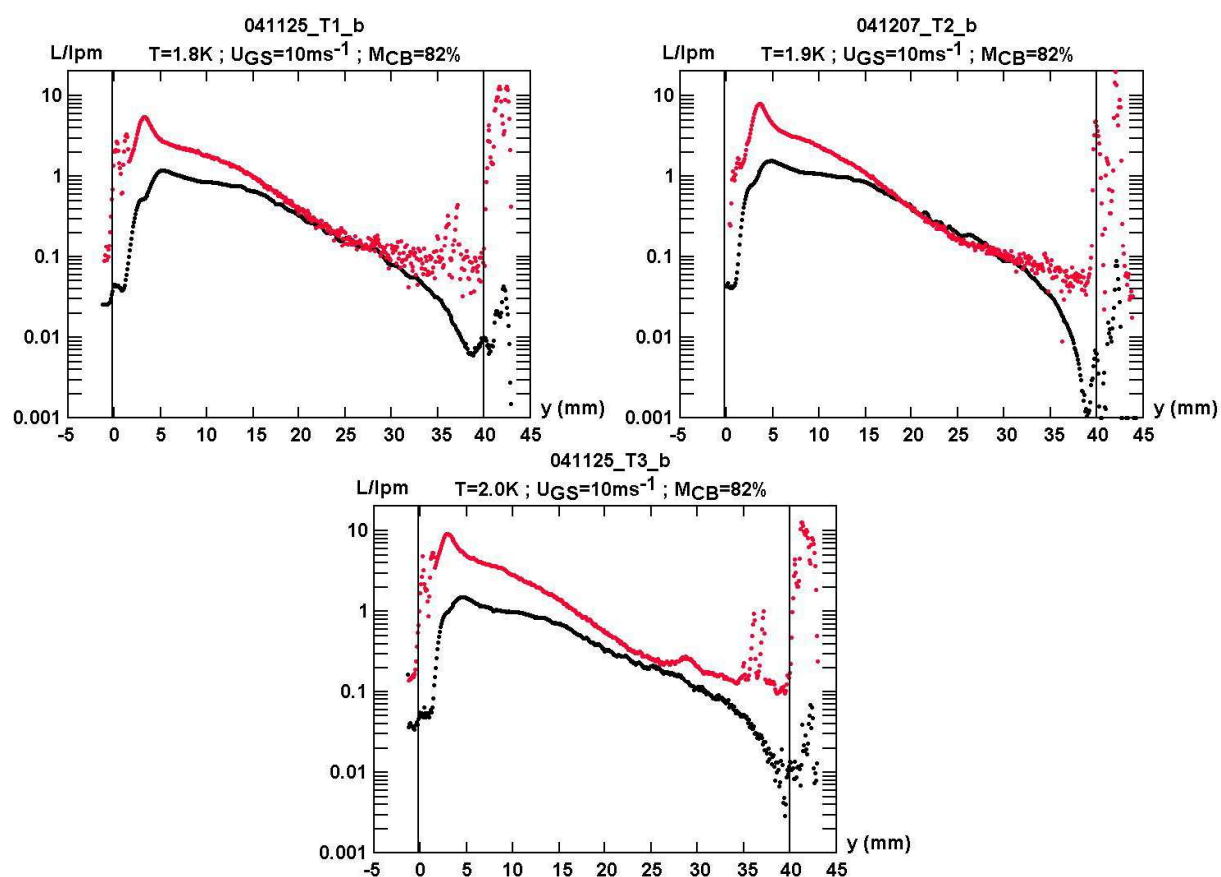


FIG. A.21 – Profils issus de la diffusion de la nappe laser et du laser vertical : Température variable - conditions de type "b".

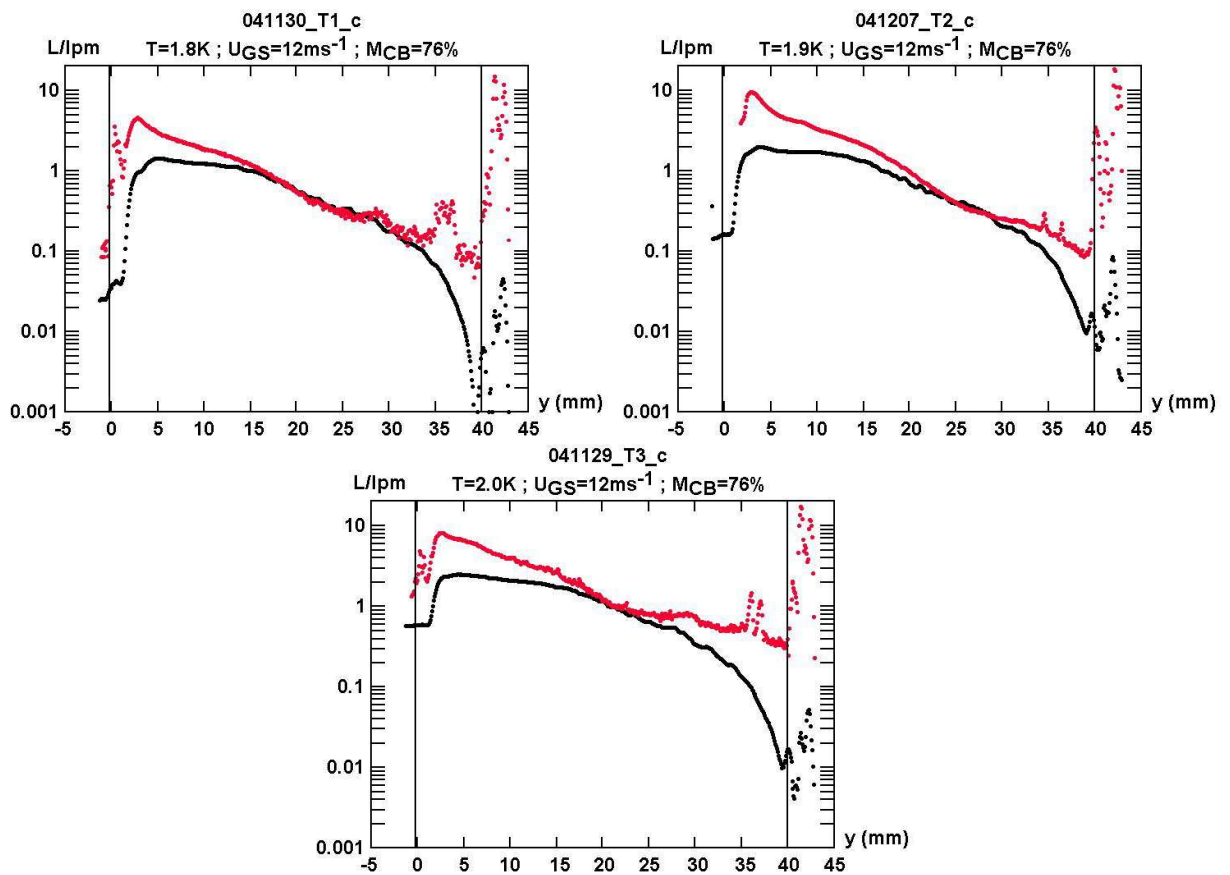


FIG. A.22 – Profils issus de la diffusion de la nappe laser et du laser vertical : Température variable - conditions de type "c".

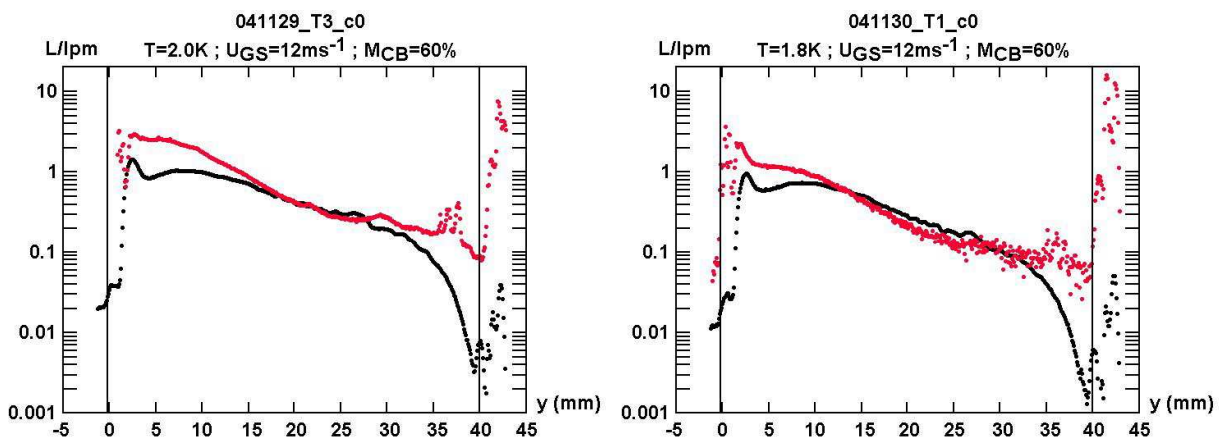


FIG. A.23 – Profils issus de la diffusion de la nappe laser et du laser vertical : Température variable - conditions de type "c0".



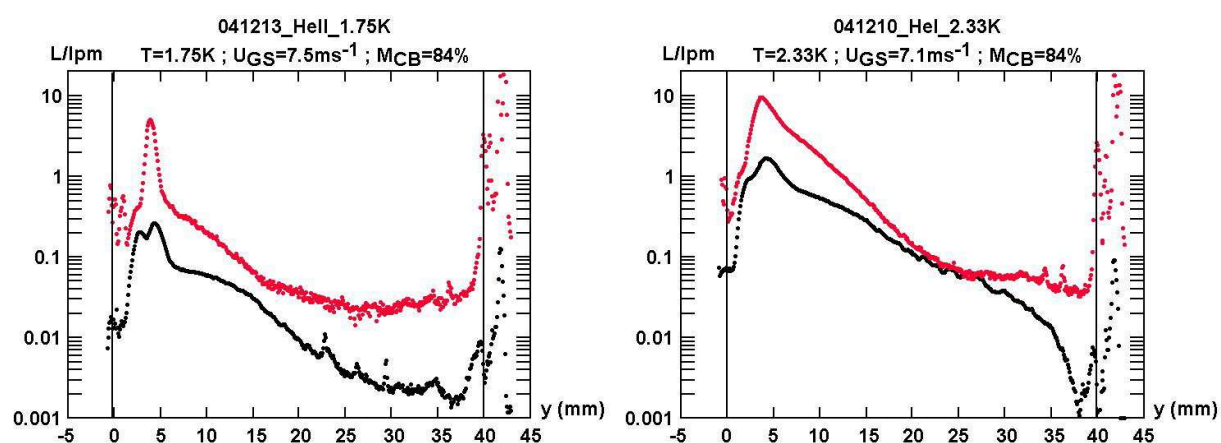


FIG. A.24 – Profils issus de la diffusion de la nappe laser et du laser vertical : comparaison HeI - HeII.

---

---

BIBLIOGRAPHIE

---

---

- [1] E. Di Muoio. Etude expérimentale des mécanismes d'échanges thermiques dans une conduite contenant un écoulement d'hélium superfluide. *Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I* (2003).
- [2] L. Grimaud. Thermohydraulique de Hélium II diphasique en circulation forcée. *Ph.D. thesis, Ecole centrale Paris* (1997).
- [3] B. Rousset, A. Gauthier, B. Jager, and R. van Weelden. Latest developments on HeII co-current two-phase flow studies. *Adv. in Cryog. Eng.* **43**, 1441–48 (1998).
- [4] B. Rousset, L. Grimaud, A. Gauthier, and R. van Weelden. HeII two-phase flow in an inclinable 22 m long line. *Adv. in Cryog. Eng.* **45**, 1009–1016 (2000).
- [5] Y. Taitel and A. Dukler. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal* **22**, 47–55 (1976).
- [6] N. Andritsos and T. Hanratty. Influence of interfacial waves in stratified gas-liquid flows. *AIChE Journal* **33**, 444–54 (1987).
- [7] B. Rousset, L. Grimaud, and A. Gauthier. Stratified two-phase superfluid helium flow. *Cryogenics* **37**, 733–737 (1997).
- [8] E. Di Muoio, B. Jager, L. Puech, B. Rousset, P. Thibault, R. van Weelden, and P. Wolf. Optical investigations of HeII two-phase flow. *Adv. in Cryogenic Eng., Proceedings of Cryogenic Engineering Conference CEC* **47 b**, 1675–1682 (2001).
- [9] P. Thibault, E. Di Muoio, L. Puech, B. Rousset, and P. Wolf. Probing the wetted perimeter in a He II two-phase pipe-flow experiment using a capacitive sensor. *Adv. in Cryogenic Eng., Proceedings of Cryogenic Engineering Conference CEC* **47 b**, 1683–1682 (2001).

- [10] B. Rousset, B. Jager, E. Di Muoio, L. Puech, P. Thibault, R. Vallcorba, R. van Weelden, and P. Wolf. *HeII co-current two phase flow at high vapor velocities*. Adv. in Cryogenic Eng., Proceedings of Cryogenic Engineering Conference CEC **47 b**, 1311–1318 (2001).
- [11] P. Wolf, E. Di Muoio, P. Thibault, L. Puech, B. Rousset, and R. van Weelden. *PDPA characterization of the droplet mist in a HeII two-phase flow*. Int. Cryo. Eng. Conf. page 667 (2003).
- [12] P. Marmottant and E. Villermaux. *On Spray Formation*. J. Fluid Mech. **498**, 73–111 (2004).
- [13] P. Marmottant. *Atomisation d'un liquide par un courant gazeux*. Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble (2001).
- [14] M. Hong. *Atomisation et mélange dans les jets coaxiaux Liquide-Gaz*. Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble (2003).
- [15] M. Hong, A. Cartellier, E. Hopfinger, and J. Matas. *Some aspects of spray formation and development in the near field of two-phase coaxial injectors*. private com. (2005).
- [16] F. BenRayana. *Contribution à l'étude des instabilités interfaciales liquide-gaz en atomisation assistée et tailles de gouttes*. Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble (2007).
- [17] E. Guyon, J.-P. Hulin, and L. Petit. *Hydrodynamique physique (InterEditions-Edition du CNRS, 1991)*.
- [18] N. Yatsuyanagi, H. Sakamoto, and K. Sato. *Atomization characteristics of liquid jets injected into a high-velocity flow field*. Atom. Sprays **4**, 451–471 (1984).
- [19] J. Lasheras, E. Villermaux, and E. Hopfinger. *Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet*. J. Fluid Mech. **357**, 351–379 (1998).
- [20] M. Pilch and C. Erdman. *Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for*

- acceleration-induced breakup of liquid drop. *Int. J. Multiphase Flow* **13**, 741–757 (1987).
- [21] S. Paras, N. Vlachos, and A. Karabelas. LDA Measurements of local velocities inside the gas phase in horizontal stratified/atomization two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow* **24**, 651–61 (1998).
- [22] L. Dykhno, L. Williams, and T. Hanratty. Maps of mean gas velocity for stratified flow with and without atomization. *Int. J. Multiphase Flow* **20**, 691–702 (1994).
- [23] Y. Hagiwara, E. Esmailzadeh, H. Tsutsui, and K. Suzuki. Simultaneous measurement of liquid film thickness, wall shear stress and gas flow turbulence of horizontal wavy two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow* **15**, 421–431 (1989).
- [24] L. Williams, L. Dykhno, and T. Hanratty. Droplet flux distributions and entrainment in horizontal gas-liquid flows. *Int. J. Multiphase flow* **22**, 1–18 (1996).
- [25] J. Dallman, J. Laurinat, and T. Hanratty. Entrainment for horizontal annular gaz-liquid flow. *Int. J. Multiphase Flow* **10**, 677–690 (1984).
- [26] J. Laurinat, T. Hanratty, and J. Dallman. Pressure drop and film height measurements for annular gas-liquid flow. *Int. J. Multiphase Flow* **10**, 341–356 (1984).
- [27] S. Paras and A. Karabelas. Droplet entrainment and deposition in horizontal annular flow. *Int. J. Multiphase Flow* **17**, 455–468 (1991).
- [28] B. Mols, I. Mittendorff, and R. Oliemans. Results from a two-dimensional turbulent diffusion-model for dispersion and deposition of droplets in horizontal annular dispersed gas/liquid flow. *Int. J. Multiphase Flow* **26**, 949–75 (2000).
- [29] L. Pan and T. Hanratty. Correlation of entrainment and deposition in horizontal annular flow. *Int. J. Multiphase Flow* **28**, 385–408 (2002).
- [30] N. Vlachos, S. Paras, and A. Karabelas. Liquid-to-wall shear stress distribution in stratified/atomization flow. *Int. J. Multiphase Flow* **23**, 845–863 (1997).

- [31] N. Vlachos, S. Paras, and A. Karabelas. *Prediction of holdup, axial pressure gradient and wall shear stress in wavy stratified and stratified/atomization gas/liquid flow*. Int. J. Multiphase Flow **25**, 365–373 (1999).
- [32] M. Ishii and M. Grolmes. *Inception criteria for droplet entrainment in two-phase concurrent film flow*. AIChE Journal **21**, 308–317 (1975).
- [33] B. Mols and R. Oliemans. *A turbulent diffusion model for particle dispersion and deposition in horizontal tube flow*. Int. J. Multiphase Flow **24**, 55–75 (1998).
- [34] S. Baik and T. Hanratty. *Concentration profiles of droplets and prediction of the transition from stratified to annular flow in horizontal pipes*. Int. Jour. Multiphase Flow **29**, 329–338 (2003).
- [35] M. Simmons and T. Hanratty. *Droplets size measurements in horizontal annular gas-liquid flow*. Int. Jour. Multiphase Flow **27**, 861–83 (1998).
- [36] L. Williams, L. Dykhno, and T. Hanratty. *Droplet flux distributions and entrainment in horizontal gas-liquid flows*. Int. J. Multiphase flow **22**, 1–18 (1996).
- [37] B. Azzopardi. *Drop sizes in annular two-phase flow*. Experiments in Fluids **3**, 53–59 (1985).
- [38] P. Roussel, A. Girard, B. Jager, B. Rousset, and P. Bonnay. *The 400 W at 1.8 K test facility at CEA-Grenoble*. Proc. of CEC-ICMC'05 conference (Keystone, Colorado) **to appear** (2005).
- [39] S. van Sciver. *Helium cryogenics* (Plenum Press, NewYork, 1986).
- [40] Y. Ladam. *Atomisation et évaporation dans un jet mixte Hélium liquide - Hélium gazeux*. Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier (2000).
- [41] H. van de Hulst. *Light scattering by small particules* (John Wiley and Sons, New York (Dover paperback reprint, 1981), 1957).
- [42] P. Strakey, D. Talley, S. Sankar, V. Subra, and W. Bachalo. *Phase-Doppler interferometry with probe-to-droplet size ratios less than unity. I. Trajectory errors*. Applied-Optics **39**, 3875–3885 (2000).

- [43] P. Strakey, D. Talley, S. Sankar, V. Subra, and W. Bachalo. Phase-Doppler interferometry with probe-to-droplet size ratios less than unity. II. Application of the technique. *Applied-Optics* **39**, 3887–3893 (2000).
- [44] P. Thibault, P. Diribarne, T. Fournier, L. Puech, S. Perraud, L. Puech, B. Rousset, R. Vallcorba, and P. Wolf. On the design of capacitive sensors using flexible electrodes for multipurpose measurements. *Rev. of Scient. Instr.* **78**, 043903.1–043903.7 (2007).
- [45] P. Roche, G. Deville, K. Keshishev, N. Appleyard, and F. Williams. Low damping of micron capillary waves on superfluid  $H_e$  4. *P.R.L.* **75**, 3316–19 (1995).
- [46] F. Portier. Etude expérimentale de deux systèmes élastiques bidimensionnels d'électrons à la surface de l'hélium superfluide et vortex dans BSCCO (2212). *Ph.D. thesis, Université Paris* (2002).
- [47] R. McCarty and V. Arp. thermophysical properties of Helium-4 from 0.8 to 1500 K with pressures to 2000 MPa. *Nist Technical Note 1334* (nov 1989).
- [48] J. Wilks. Liquid and solid helium (OXFORD, 1967).
- [49] D. McCoy and T. Hanratty. Rate of deposition of droplets in annular two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow* **3**, 319–31 (1975).
- [50] R. Byrns, Y. Huang, J. Kerby, P. Lebrun, L. Morrison, T. Nicol, T. Peterson, R. Trant, R. van Weelderen, and J. Zbasnik. LHC Project Report 219 - The Cryogenics of the LHC Interaction Region Final Focus Superconducting Magnets. *CERN* (1998).
- [51] O. Bruning, R. Cappi, R. Garoby, O. Grobner, W. Herr, T. Linnecar, R. Ostojic, K. Potter, F. Ruggiero, K. Schindl, G. Stevenson, L. Tavian, T. Taylor, E. Tsemelis, E. Weisse, and F. Zimmermann. LHC Project Report 626 - LHC Luminosity and Energy Upgrade : A Feasability Study. *CERN* (2002).
- [52] K. Hay, Z. Liu, and T. Hanratty. Relation of deposition to drop size when the rate law is non-linear. *Int. J. Multiphase Flow* **22-5**, 829–848 (1996).

- [53] B. Hébral. Cryogénie (*Techniques de l'ingénieur*, 1993).
- [54] Y. Ladam, P.-E. Wolf, P. Thibault, and L. Puech. *Light scattering by a liquid-gas helium spray*. Eur.Phys. J. A. P. **14**, 137–141 (2001).
- [55] H. van de Hulst. *Light scattering by small particles* (John Wiley and Sons, New York (Dover paperback reprint, 1981), 1957).
- [56] W. H. Press. *Numerical recipes in C, the art of scientific computing* (2nd Ed. 92) (Cambridge University press, 1993).

## Résumé:

Ce travail concerne l'étude thermohydraulique d'un écoulement d'hélium superfluide diphasique en conduite horizontale, comparable à celui mis en œuvre dans le refroidissement des aimants supraconducteurs du LHC au Cern. On montre que pour des vitesses de vapeur de quelques 3 à 4 m.s<sup>-1</sup>, la phase liquide initialement stratifiée subit une atomisation qui se traduit par la présence d'un brouillard de gouttelettes transporté par la phase vapeur. Ceci a pu être montré en hélium superfluide comme en hélium normal sans différence majeure sur l'atomisation. Grâce à différents instruments et dispositifs de visualisation, plusieurs corrélations ont pu être mesurées entre la fraction de gouttelettes entraînées et la capacité frigorifique de l'écoulement diphasique, et ceci en fonction de paramètres expérimentaux comme le niveau liquide, la vitesse de la vapeur, ou encore sa densité.

**Mots clefs**: Thermo-hydraulique, Hélium superfluide, écoulement diphasique, horizontal, co-courant, transfert thermique, pertes de pression, atomisation, brouillard, gouttes, déposition, film liquide.

## Summary:

This study aims to characterise helium two-phase flows, and to identify the dependance of their characteristics on various thermo-hydraulic parameters: vapour velocity, liquid height, vapour density, specificities of superfluidity. Both the engineer and the physicist's points of view are taken into consideration: the first one in terms of optimisation of a particular cooling scheme based on a two-phase flow, and the second one in terms of more fundamental atomisation-related questions.

**Keywords**: Thermo-hydraulics, superfluid helium, two-phase flow, horizontal, "co-current", heat transfer, pressure losses, atomization, mist, drops, deposition, liquid film.